ORSAY

Série

N° d'ordre 940

Inscrit aux archives originales du Centre de Documentation C.N.R.S. Sous le N° 10

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Henri-Alain COMBET

THESE : CONTRIBUTION A L'ETUDE DES EFFETS DE PROXIMITE ENTRE METAUX NORMAUX ET SUPRACONDUCTEURS ET DE LEURS APPLICATIONS EN HYPERFREQUENCES

SOUTENUE le 9 mai 1972 devant la Commission d'Examen

MM. J. FRIEDEL — Président

E. GUYON
A. SEPTIER
J. GILCHRIST
J. P. HURAULT
— Examinateurs

ORSAY
Série
N° d'ordre 940

Inscrit aux archives originales du Centre de Documentation C.N.R.S. Sous le N° A 0

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Henri-Alain COMBET

THESE : CONTRIBUTION A L'ETUDE DES EFFETS DE PROXIMITE ENTRE METAUX NORMAUX ET SUPRACONDUCTEURS ET DE LEURS APPLICATIONS EN HYPERFREQUENCES

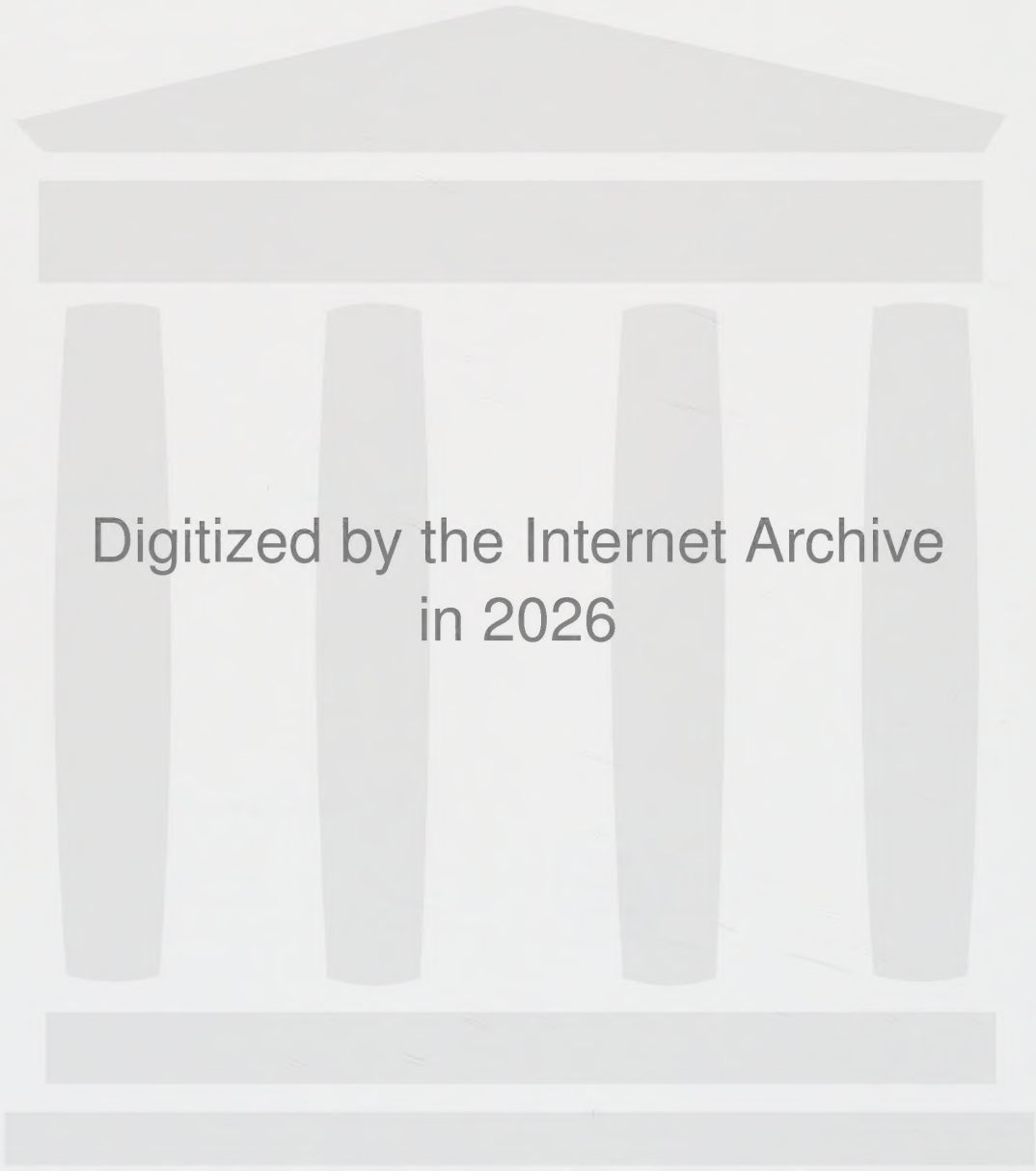
SOUTENUE le 9 mai 1972 devant la Commission d'Examen

MM. J. FRIEDEL — Président
E. GUYON
A. SEPTIER
J. GILCHRIST
J.P. HURAULT — Examinateurs

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

A ma femme, aux enfants,

A ma famille.


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550019_0004

REMERCIEMENTS

Je remercie tout d'abord Monsieur le Professeur FRIEDEL qui m'honore beaucoup en acceptant de juger ce travail. Monsieur le Professeur E. GUYON m'a dirigé au long de ces travaux, qu'il trouve ici l'expression de ma gratitude et de mon amitié reconnaissante. Je tiens à remercier Monsieur le Professeur SEPTIER d'avoir bien voulu accepter d'apporter à mes efforts la sanction de son autorité. J'apprécie aussi la présence dans ce jury de Messieurs J. GILCHRIST et J.P. HURAULT dont la compétence n'est plus à établir.

Ce travail a été effectué dans les laboratoires du Centre National d'Etudes des Télécommunications. Je remercie Monsieur JULIER, Directeur Régional des Télécommunications, Chargé du Centre de Recherches de LANNION, de m'avoir permis de le mener à bien.

Ma gratitude va ensuite à tous ceux qui ont rendu possible la réalisation des expériences qui ont conduit à cette thèse et n'en recueilleront jamais les honneurs et les avantages :
- Madame GARNIER pour la réalisation des caches photogravés ;
- Madame RIOU pour les analyses chimiques, Melle GENET et M. HENOC pour les examens structuraux des échantillons, M. SEGER pour la fourniture des fluides cryogéniques, les secrétariats, le bureau de dessin, les ateliers de mécanique du Groupement Composants, Physique et Mesures ainsi que le Centre de Calcul du C.N.E.T.-LANNION.

Messieurs CHOUAN et THEPAULT m'ont rendu de nombreux services pour l'évaporation des couches minces et les mesures hyperfréquences ainsi que le défunt J.P. MEUNIER. Qu'ils trouvent tous ici l'expression de ma gratitude ou de mon souvenir.

J'ai eu de nombreuses discussions à ORSAY avec Messieurs G. DEUTSCHER, C. VALETTE, G. WAYSAND et J.P. BURGER. Que tous les membres de ce laboratoire, où j'ai toujours été très amicalement accueilli, trouvent ici l'expression de mes remerciements sincères. Je remercie aussi Monsieur MINET, Ingénieur des Télécommunications, pour les fructueuses discussions que nous avons eues.

J'ai bénéficié d'un contrat D.R.M.E. pour une partie de ce travail.

TABLE DES MATIERES

Liste des notations

CHAPITRE I - GENERALITES

I - Introduction p.1

II - Impédance de surface p.2

CHAPITRE II - ETUDE THEORIQUE DES EFFETS DE PROXIMITE

I - Potentiel de paires p.4

II - Conditions de raccordement à l'interface p.7

III - Profondeur de pénétration du côté N p.12

IV - Paramètre de Ginzburg-Landau dans le matériau normal p.14

V - Champ critique supérieur d'un bilame p.15

CHAPITRE III - METHODES ET MESURES HYPERFREQUENCES

I - Spectromètre à cavité diélectrique

- Cavité diélectrique p.19
- Appareillage hyperfréquence p.21
- Cryogénie p.23
- Méthode d'exploitation des diagrammes de Smith p.23
- Précision et limitation de la méthode p.26

II - Lignes de transmission supraconductrices

- Propriétés des lignes microruban p.27
- Mesures sur les lignes microruban montées en guide p.32

III - Structures de filtres

- Structures en croix. Réalisations. Théories p.33
- Mesures sur des couches In-Bi p.36
- Filtres capacitifs p.37

IV - Conclusions p.39

/...

CHAPITRE IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX

1ère Partie : Système Sn-Au

I - Etude métallurgique de l'interface Sn-Au p. 41

II - Effets de proximité à l'état normal et théorie de Meissner p. 45

III - Résistance de surface p. 47

IV - Réactance de surface ; effets de pénétration anormaux p. 48

2ème Partie : Systèmes Pb-Cu,Pb-Cd,Pb2% Bi-Sn

I - Expériences sans champ magnétique p. 52

a) résistance de surface p. 52

b) réactance de surface p. 54

II - Expériences avec champ magnétique p. 57

a) Système Pb-Cu p. 59

b) Système Pb-Cd p. 62

c) Système Pb-2% Bi-Sn p. 64

CHAPITRE V - APPLICATIONS DES EFFETS DE PROXIMITE A DES DISPOSITIFS HYPERFREQUENCES p. 67

CHAPITRE VI - CONCLUSIONS p. 73

BIBLIOGRAPHIE p. 75

ANNEXE I - EFFETS DE PROXIMITE A L'ETAT NORMAL

I - Calcul de la résistance hyperfréquence d'une couche métallique plaquée sur un substrat massif p. 79

II - Bibliographie p. 85

ANNEXE II - PREPARATION DES ECHANTILLONS

I - Cristaux d'étain p. 86

II - Evaporation des couches minces et contrôle p. 87

III - Bibliographie p. 91

ANNEXE III - CALCUL DE L'IMPEDANCE DE SURFACE D'UN BILAME AU VOISINAGE DE T_{CNS} p. 92

ANNEXE IV - PROFONDEUR DE PENETRATION DANS LES BILAMES Pb-Cd D'EPAISSEUR MOYENNE p. 95

LISTE DES NOTATIONS

$\underset{\sim}{A}\ (\underset{\sim}{r})$	Potentiel vecteur
a	largeur d'une ligne de transmission
b	longueur d'extrapolation
c	vitesse de la lumière
$c_D = (\varepsilon \mu_o)^{-1/2}$	vitesse de la lumière dans un diélectrique
$D = \frac{1}{3} v_F l$	coefficient de diffusion
d, d_N, d_S	épaisseurs de couches minces
$\underset{\sim}{E}$	champ électrique
F, f, Fo, f_o	fréquences
$\underset{\sim}{H}$, Ho	champs magnétiques
$Hc, Hc_1, Hc_2, Hc_3, H_{\parallel}, H_{\perp}$	champs critiques de supraconducteurs
h	constante de Planck
I, i, Ip	courants
I_c	courant critique
$j(\underset{\sim}{r})$, J	densités de courant
J_c	densité de courant critique
$j = \sqrt{-1}$	
$K^{-1}\ (T)$	longueur de cohérence à l'état normal
K_B	constante de Boltzmann
L	longueur d'une ligne de transmission
ℓ	libre parcours moyen des électrons
N, S	indices relatifs au métal normal ou supraconducteur
N	densité d'états au niveau de Fermi
n	densité électronique
p	coefficient de transmission d'un interface N-S
Q, Q_o, Q_G, Q_c	coefficients de surtension
$\frac{R(300)}{R(T_c)}$	rapport de résistivité résiduelle
T	température
T_c, T_{cNS}, T_{cN}, T_{cS}	températures critiques

$t = \frac{T}{T_c}$	température réduite
λ	paramètre d'intéraction B.C.S.
v_F	vitesse de Fermi
v_φ	vitesse de phase dans un diélectrique
W	épaisseur du diélectrique d'une ligne
Z_S, Zeff, $z=R+jX$, $Z(d)$	impédance de surface
Z_c	impédance caractéristique d'une ligne de transmission
$z = r + jx$	impédance réduite
γ (chapitre II)	coefficient de raccordement des paramètres d'ordre
$\gamma = \alpha + j\beta$ (chapitre III)	constante de propagation sur une ligne de transmission $\left(\beta = \frac{2\pi}{\lambda_g} ; \alpha = \frac{\beta}{2Q_o}\right)$
$\beta_1 = \frac{C_o}{C_c}$	coefficient de couplage d'un résonateur
δ, δ_{eff}, δ_N, δ_∞	épaisseurs de peau à l'état normal
$\delta_r + j\,\delta_i$	profondeur de pénétration complexe
$\Delta(\underline{r})$	potentiel de paires
ε_r,	constantes diélectriques
ε_F	énergie de Fermi
$\eta = \frac{\Delta(T)}{\Delta_o}$	
κ, κ_N	paramètres de Ginzburg-Landau
$\lambda(T)$, λ_{eff}, λ_N	profondeurs de pénétration supraconductrices
λ_g	longueur d'onde guidée dans une ligne de transmission
$\rho(t, \alpha_N) = 1 - \frac{R_S}{R_N}$	variation de résistance de surface normalisée
ρ	distance d'écran
σ	conductivité
$\phi_o = \frac{h}{2e}$	quantum de flux
$\xi_o = \frac{0,18\,\hbar v_{FS}}{K_B T_C}$	longueur de cohérence B.C.S.
$\xi_{oN} = \frac{\hbar v_{FN}}{2\pi K_B T} = v_{FN}\,\tau_{th}$	longueur de cohérence dans un matériau normal pur
$\psi(x) = \frac{\Gamma'(x)}{\Gamma(x)}$	fonction digamma
ω,	pulsation.

CHAPITRE I

GENERALITES

I - INTRODUCTION

Soit un métal normal N (de température critique éventuelle T_{CN}) en contact avec un métal supraconducteur S (de température critique T_{CS}). Si la température T est telle que $T_{CN} < T < T_{CS}$, et si le contact électrique entre N et S est bon, les paires de Cooper peuvent diffuser de S dans N où elles ont une durée de vie finie (si N est un métal pur, non magnétique, dont le paramètre d'intéraction B.C.S. : $V_N = 0$, cette durée de vie est simplement limitée par la température : $\tau_{th} \sim \frac{\hbar}{K_B T}$). De même, les électrons normaux diffusent de N vers S. On peut en attendre les conséquences suivantes :

a) une réduction des propriétés supraconductrices du couple S.N. par rapport à celles de S isolées ; la température critique T_{CNS} du bilame est inférieure à T_{CS} ; le seuil d'énergie d'excitation des paires est diminué ; les courants d'écran qui peuvent se développer dans S, au voisinage de l'interface, en présence d'un champ magnétique sont inférieurs à ceux qui se développeraient à la surface de S isolé. De même, le champ de nucléation de la supraconductivité de surface dans S est diminué.

b) l'existence d'une supraconductivité induite dans N. La profondeur de pénétration des paires de Cooper est, dans le cas traité plus haut : $\xi_{ON} = v_{FN} \tau_{th} \sim 10^3$ Å et l'amplitude de probabilité de trouver une paire de Cooper à la distance z de l'interface décroît comme $\exp(-z/\xi_{ON})$. Des mesures hyperfréquences du côté N sont une méthode puissante pour détecter cette supraconductivité induite et ses modifications sous l'influence d'un champ magnétique. La quantité que l'on mesure généralement est l'impédance de surface d'un matériau. Rappelons-en la définition.

/...

II - IMPEDANCE DE SURFACE

Pour décrire le comportement électromagnétique d'une surface métallique, il est commode d'introduire l'impédance de surface Z telle que :

$$\underset{\sim}{E}_{//} = Z \, (\underset{\sim}{H} \wedge \underset{\sim}{n}) \qquad (I.1)$$

où $\underset{\sim}{E}_{//}$ et $\underset{\sim}{H}_{//}$ sont les composantes du champ électromagnétique parallèles à la surface et $\underset{\sim}{n}$ le vecteur unitaire selon la normale dirigée vers l'intérieur du métal. La connaissance de la quantité complexe Z (ω) est suffisante pour caractériser le comportement du métal. Dans un diélectrique parfait, les champs électromagnétiques sont solution des équations de Maxwell :

$$\text{rot } \underset{\sim}{H} (\underset{\sim}{r},t) = \varepsilon_o \frac{\partial}{\partial t} \underset{\sim}{E} (\underset{\sim}{r},t) \qquad (I.2)$$

$$\text{rot } \underset{\sim}{E} (\underset{\sim}{r},t) = - \mu_o \frac{\partial}{\partial t} \underset{\sim}{H} (\underset{\sim}{r},t) \qquad (I.3)$$

$$\text{div } \underset{\sim}{H} (\underset{\sim}{r},t) = 0 \qquad (I.4)$$

$$\text{div } \underset{\sim}{E} (\underset{\sim}{r},t) = 0 \qquad (I.5)$$

Dans la mesure où leur profondeur de pénétration dans le matériau est très inférieure à la longueur d'onde dans le diélectrique et au rayon de courbure de la surface, $\underset{\sim}{E}_{//}$ et $\underset{\sim}{H}_{//}$ forment une onde plane (fig. n° I.1). La relation entre $\underset{\sim}{E}_{//}$ et $\underset{\sim}{H}_{//}$ n'est en général, ni locale, ni linéaire.

Par intégration de (I.3) on peut écrire :

$$Z = \frac{\mu_o}{H_{//}(o,t)} \int_o^\infty \frac{\partial H}{\partial t} (z,t) \, dz \qquad (I.6)$$

et pour une onde sinusoïdale :

$$Z = j\mu_o\omega \int_o^\infty \frac{H_{//}(z)}{H_{//}(o)} \, dz = R + jX = \mu_o\omega \, (\delta_r + j\delta_i) \qquad (I.7)$$

$\delta_i = \frac{X}{\mu_o \omega} = \text{Re} \int_o^\infty \frac{H_{//}(z)}{H_{//}(o)} \, dz$ fournit la profondeur de pénétration de la composante tangentielle de $\underset{\sim}{H}$. R et δ_r sont reliés à l'énergie dissipée dans le matériau par l'intermédiaire de la valeur

/...

moyenne du flux du vecteur de Poynting :

$$\overline{\Phi} = \frac{R}{2} H_{//}^{2}(0)$$

Dans le cas des supraconducteurs non plaqués, on sait que Z est fonction de nombreux paramètres : température réduite $t = \frac{T}{Tc}$, champ magnétique continu, fréquence et puissance hyperfréquences, orientation cristalline et pureté du matériau, orientations relatives du champ continu et du champ magnétique hyperfréquence. La plupart des expériences ne mesurent d'ailleurs que R ou ses variations.

Le but de notre travail a été de préciser la façon dont l'impédance de surface dépend d'un certain nombre des paramètres précédents dans le cas des effets de proximité. Parmi les travaux antérieurs aux nôtres sur le sujet, il faut noter :

- les expériences calorimétriques peu précises de Meissner et Fanelli (1) donnant une mesure absolue de R(T) pour le système Au-Sn ;
- les mesures de Fischer et Klein (2) donnant les variations de R(H,T) pour le système Pb-Cu, ainsi que quelques mesures de Waldram (3) sur le système Pb-Sn.

Après un bref rappel théorique nous décrirons nos méthodes et nos résultats expérimentaux et la façon dont ils complètent les résultats antérieurs. Nous décrirons aussi un certain nombre de dispositifs hyperfréquences qui pourraient avantageusement utiliser ces effets de proximité. Les principaux calculs nécessaires et la description de la préparation des échantillons sont présentés dans les annexes.

/...

CHAPITRE II

ETUDE THEORIQUE DES EFFETS DE PROXIMITE

I - POTENTIEL DE PAIRES

Nous considérons un bilame N-S, la lame N ayant une épaisseur d_N et la lame S une épaisseur d_S (voir fig. n° II.1)

Les effets de proximité peuvent être décrits en termes de potentiel de paires $\Delta(\underset{\sim}{r})$ dans la théorie microscopique :

$$\Delta(\underset{\sim}{r}) = V(\underset{\sim}{r}) F(\underset{\sim}{r}) \qquad (II.1)$$

$V(\underset{\sim}{r})$ est un paramètre d'intéraction qui représente l'intéraction effective entre électrons ($V > 0$ pour un supraconducteur ; $V \leq 0$ pour un métal normal).

$$F(\underset{\sim}{r}) = \langle \Psi_{\uparrow}(\underset{\sim}{r}) \Psi_{\downarrow}(r) \rangle$$

est l'amplitude de probabilité de trouver une paire de Cooper en $\underset{\sim}{r}$ ($\Psi_{\uparrow}(\underset{\sim}{r})$ est l'opérateur annihilation d'un électron de spin $\uparrow$ en $\underset{\sim}{r}$).

Dans le cas le plus général, le potentiel de paires est donné par les équations de Gorkov dont la solution générale est très compliquée. Lorsque Δ est petit, ces équations peuvent se développer en séries de puissances de Δ. Pour un supraconducteur homogène, la convergence de ces développements est assurée au voisinage de T_C ou d'une transition du second ordre en champ magnétique. Dans le cas des effets de proximité Δ n'est petit qu'au voisinage de la température critique T_{CNS} du bilame ou dans les régions du métal normal suffisamment éloignées de l'interface. Dans le cas d'alliages non magnétiques "sales", c'est à dire lorsque

$$\xi_{} = 0,18 \frac{\hbar v_{FS}}{K_B T_{CS}}$$

pour un supraconducteur, ou

$$\xi_{N} = \frac{\hbar v_{FN}}{2\pi K_B T} \qquad (II.2)$$

/...

pour un métal normal, et dans le cas de matériaux semi infinis (d_S, $d_N \to \infty$) les équations de Gorkov se ramènent, au voisinage de T_{CNS}, aux équations de Ginzburg-Landau (G.L.) généralisées et linéarisées (4-6).

Pour le supraconducteur, de température critique T_{CS}, dans une jauge où le potentiel de paires est réel, on obtient (en unités MKSA) :

$$\left[-j \nabla_{\underset{\sim}{r}} + \frac{2e}{\hbar} \underset{\sim}{A}(\underset{\sim}{r}) \right]^2 \Delta(\underset{\sim}{r}) = q^2 \Delta(\underset{\sim}{r}) \qquad \text{(II.3)}$$

$$\text{Log} \frac{T}{T_{CS}} = \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar D_S q^2}{4\pi K_B T}\right) \qquad \text{(II.4)}$$

où : $\psi(x) = \frac{\Gamma'(x)}{\Gamma(x)}$ est la fonction digamma et $D_i = \frac{1}{3} v_{Fi} \ell_i$ $(i=N,S)$ le coefficient de diffusion des électrons.

La densité de courant $\underset{\sim}{j}$ est reliée au potentiel vecteur $\underset{\sim}{A}$ par une relation locale, généralisant celle de Landau :

$$\underset{\sim}{j}(\underset{\sim}{r}) = - \frac{\sigma_S}{\hbar K_B T} \psi'\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar D_S q^2}{4\pi K_B T}\right) \Delta^2(\underset{\sim}{r}) \underset{\sim}{A}(\underset{\sim}{r}) = - \frac{1}{\mu_o \lambda^2(\Delta)} \underset{\sim}{A}(\underset{\sim}{r}) \qquad \text{(II.5)}$$

Si $T \to T_{CS}$, $\frac{\hbar D_S q^2}{4\pi K_B T} \ll 1$ et q^{-1} est donné par la formule suivante (passage à la limite dans (II.4)) :

$$\lim_{T \to T_{CS}} q^{-1} = 0{,}85 \, (\xi_o \ell_S)^{1/2} \left(1 - \frac{T}{T_{CS}}\right)^{-1/2} = \xi_{Sd}(T) \qquad \text{(II.6)}$$

l'indice d signifiant qu'on est dans la limite sale.

Dans la limite où $T \to 0$, l'équation (II.4) se réduit à (2) :

$$\lim_{T \to 0} q^{-1} \simeq 1{,}03 \, (\xi_o \ell_S)^{1/2} \qquad \text{(II.6')}$$

Du côté N, nous nous bornerons au cas $V_N > 0$, c'est-à-dire : $T_{CN} > 0$. On a alors des équations analogues :

$$\left[\nabla_{\underset{\sim}{r}} - \frac{2je}{\hbar} \underset{\sim}{A}(\underset{\sim}{r}) \right]^2 \Delta(\underset{\sim}{r}) = K^2 \Delta(\underset{\sim}{r}) \qquad \text{(II.7)}$$

/...

K étant la plus petite des valeurs des $q_i > 0$, solutions de l'équation

$$\text{Log}\,\frac{T}{T_{CN}} = \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} - \frac{\hbar D_N q_i^2}{4\pi K_B T}\right) \qquad \text{(II.8)}$$

Si $T \gg T_{CN}$, l'équation (II.8) se réduit à :

$$K^{-1}(T) \simeq \left(\frac{\hbar v_{FN} \ell_N}{6\pi K_B T}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{2}{\text{Log}\,\frac{T}{T_{CN}}}\right)^{1/2} \qquad \text{(II.9)}$$

soit :

$$K^{-1}(T) \simeq \left(\frac{\hbar v_{FN} \ell_N}{6\pi K_B T}\right)^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\xi_{ON} \ell_N\right)^{1/2} = \xi_N \qquad \text{(II.9')}$$

Lorsque $\underset{\sim}{A} = 0$ et si l'on admet que toutes les quantités ne dépendent que de z, la solution de (II.7) est une exponentielle. L'hypothèse de ne retenir que l'exponentielle qui a la plus grande portée dans N, jointe au fait que l'on suppose que Δ est solution des mêmes équations (II.3) et (II.7) dans le cas où N et S sont finis (c'est-à-dire que l'on néglige des intégrales de surface) constitue l'approximation de Werthamer (7).

Il faut noter que ces équations de G.L. ne sont valables que si Δ et $\underset{\sim}{A}$ varient lentement sur ℓ, ce qui n'est certainement pas le cas à l'interface. La théorie est donc difficilement justifiable pour des bilames minces ($d_N < K^{-1}(T)$).

Aux températures plus basses, en restant dans l'approximation de Werthamer, le potentiel de paires dans N est alors donné par une équation de G.L. non linéarisée de la forme (5) :

$$\left[\nabla_{\underset{\sim}{r}} - \frac{2ie}{\hbar} \underset{\sim}{A}(\underset{\sim}{r})\right]^2 \Delta(\underset{\sim}{r}) + \varepsilon \left|\Delta(\underset{\sim}{r})\right|^2 \Delta(\underset{\sim}{r}) = K^2 \Delta(\underset{\sim}{r}) \qquad \text{(II.10)}$$

D'après la formule (II.8), K tend vers zéro si T tend vers T_{CN}. Le terme linéaire s'annulant, le terme non linéaire ne peut donc être négligé que si T est assez éloignée de T_{CN} ; plaçons nous dans le cas opposé où $T \gtrsim T_{CN}$, et supposons que Δ ne dépende que de z. En champ nul et près de l'interface, le terme en

/...

Δ^3 est prédominant. On est dans le régime dit saturé, caractérisé par une décroissance hyperbolique du potentiel de paires dans N. Loin de l'interface, si l'on n'est pas rigoureusement à T_{CN}, c'est le terme linéaire de (II.10) qui domine, et l'on retrouve la décroissance exponentielle de Δ. On peut définir une température de saturation T_S telle que si $T>T_S$, le terme non linéaire soit négligeable dans tout l'échantillon. Un calcul exact de la température de saturation est difficile (46), mais expérimentalement on trouve $T_S \sim 3°K$ pour le système Pb-Cd ; $T_S \sim 2,5°K$ pour le système Pb-Cu. Dans le cas du système Pb-Sn, on peut obtenir un ordre de grandeur de T_S en appliquant la formule donnée par Hurault (4) :

$$\frac{T_S - T_{CN}}{T_{CN}} \simeq \frac{\Delta(-0)^2}{(\pi K_B T_S)^2} \quad \frac{1}{1 + \frac{4}{3} \frac{\Delta(-0)^2}{(\pi K_B T_S)^2}} \qquad \text{(II.11)}$$

$\Delta(-0)$ étant la valeur du potentiel de paires à l'interface, déterminée par les conditions de raccordement exposées ci-dessous (voir fig. n° II.1). Cette formule conduit à $T_S \sim 5°K$ ce qui est certainement une valeur sous estimée.

REMARQUE : Si N était un métal propre et dans le cas $V_N = 0$, Δ décroîtrait asymptotiquement comme $\frac{1}{z} \exp(+z/\xi_{ON})$ (8) ce qui est une relation tout à fait différente de exp (Kz).

II - CONDITIONS DE RACCORDEMENT A L'INTERFACE

Comme de Gennes l'a montré (6), dans le domaine de validité des équations G.L., la condition aux limites à l'interface est linéaire et l'influence de N sur S peut être prise en compte par la considération d'une longueur d'extrapolation b telle que :

$$\frac{d}{dz}\Delta(+0) = \frac{1}{b} \Delta(+0) \qquad \text{(II.12)}$$

b dépend à priori de la nature de l'interface (diffusant ou réfléchissant) des propriétés du métal N, de son épaisseur, de la

/...

température et du champ magnétique. Si N est un isolant, b doit tendre vers l'infini pour que l'on retrouve la condition aux limites classiques :

$$\frac{d\Delta}{dz} = 0 \qquad (II.13)$$

Cette condition correspond à l'annulation des intégrales de surface de la théorie G.L. et à un courant nul à travers l'interface (5). Si N est un matériau magnétique ou contenant des impuretés magnétiques, où la durée de vie des paires de Cooper est limitée par la fréquence des collisions avec les impuretés magnétiques et donc très faible, on a (en première approximation (10)) : b = 0 et $\Delta(+0) = 0$.

La longueur d'extrapolation b peut se calculer à partir des théories microscopiques de la supraconductivité.

1) Supposons $|T-T_{CN}| << T_{CN}$ et $T_{CS}-T << T_{CS}$

c'est-à-dire $T_{CN} \lesssim T_{CS}$ et donc $\frac{N_N V_N}{N_S V_S} \simeq 1$.

Pour deux matériaux sales, de Gennes (9) donne les conditions de raccordement suivantes pour un interface parfait.

$$\frac{\Delta(-0)}{N_N V_N} = \frac{\Delta(+0)}{N_S V_S} \qquad (II.14)$$

$$\frac{D_N}{V_N} \frac{d}{dz} \Delta(-0) = \frac{D_S}{V_S} \frac{d}{dz} \Delta(+0) \qquad (II.15)$$

Si l'on définit γ par l'expression :

$$\frac{1}{\Delta(-0)} \frac{d}{dz} \Delta(-0) = \frac{\gamma}{\Delta(+0)} \frac{d}{dz} \Delta(+0) \qquad (II.16)$$

les conditions de de Gennes équivalent à : $\gamma = \frac{N_S D_S}{N_N D_N} = \frac{\sigma_S}{\sigma_N}$

D'après (II.7) et la condition $\frac{d\Delta}{dz}(-d_N) = 0$

/...

le paramètre d'ordre varie dans N comme :

$$\Delta(z) = \Delta(-0)\ \frac{\mathrm{ch}\ K(z+d_N)}{\mathrm{ch}\ Kd_N} \qquad \text{(II.17)}$$

$$\text{donc : } b = \gamma K^{-1}\ \coth\ Kd_N = \frac{\sigma_S}{\sigma_N}\ K^{-1}\ \coth\ Kd_N \qquad \text{(II.18)}$$

D'autre part, la relation (II.3) permet d'écrire du côté S :

$$\Delta(z) = \Delta(d_s)\ \cos\ q\ (z-d_s) \qquad \text{(II.19)}$$

(II.12) et (II.18) permettent d'écrire alors :

$$q\ \mathrm{tg}\ q\ d_s = \frac{\sigma_N}{\sigma_S}\ K\ \mathrm{th}\ Kd_N = b^{-1} \qquad \text{(II.20)}$$

Cette équation jointe à (II.4) et (II.8) permet de déterminer la température critique T_{CNS} du bilame.

Dans les mêmes conditions de température, Zaitsev (11) a montré que pour un interface dont le coefficient de transmission n'est pas trop petit, Δ est continu quelle que soit la pureté des métaux si l'interface est réfléchissant, tandis que $mv_F\Delta$ est continu si l'interface est diffusant.

La condition de Zaitsev sur les dérivées est pour un interface réfléchissant :

$$\gamma = \gamma_r = \frac{m_N}{m_S}\ \frac{n_S}{n_N}\ \frac{\chi\left(\frac{\xi_{oS}}{\ell_S}\right)}{\chi\left(\frac{\xi_{ON}}{\ell_N}\right)} \qquad \text{(II.21)}$$

m_i, n_i étant les masses et les densités électroniques et $\chi(\rho)$ la fonction (12) :

$$\chi(\rho) = \frac{8}{7\zeta(3)}\ \left(\frac{1}{\rho}\right)\ \left|\frac{\pi^2}{8} + \frac{1}{2\rho}\ \left\{\psi\left(\frac{1}{2}\right) - \psi\left(\frac{1}{2}+\rho\right)\right\}\right| \qquad \text{(II.22)}$$

/...

Les comportements limites de $\chi(\rho)$ sont :

$$\chi(\rho) \simeq \left| 1+7\,\frac{\zeta(3)}{\pi^2}\,\rho \right|^{-1} \qquad \text{si } \rho \to 0 \qquad \text{(II.23)}$$

$$\chi(\rho) \simeq \frac{\pi^2}{7\zeta(3)\rho} \qquad \text{si } \rho \to \infty \qquad \text{(II.24)}$$

Dans le cas d'une réflexion diffuse à l'interface :

$$\gamma = \gamma_d = \left(\frac{m_N v_{FN}}{m_S v_{FS}}\right)^2 \gamma_r \qquad \text{(II.25)}$$

Les équations (II.21) et (II.24) montrent que pour deux matériaux très sales :

$\gamma_r = \frac{\sigma_S}{\sigma_N}$ et l'on retrouve la condition de de Gennes.

Si le coefficient de transmission de l'interface tend vers zéro, les conditions de Zaitsev redonnent : $\frac{d\Delta}{dz} = 0$.

2) Supposons maintenant $T_{CN} << T \sim T_{CS}$

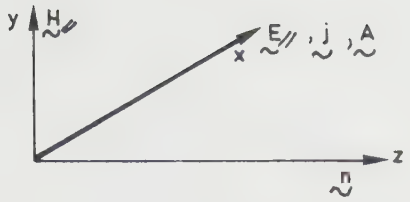
Toujours en utilisant les équations de G.L. linéarisées, Zaitsev donne la valeur suivante de b, pour deux matériaux semi-infinis (donc $T_{CNS} = T_{CS}$) :

$$b = C_\ell\, \beta\, \frac{\lambda(T)}{\kappa}\, \left(\frac{T_{CS}-T}{T_{CS}}\right)^{1/2} \qquad \text{(II.26)}$$

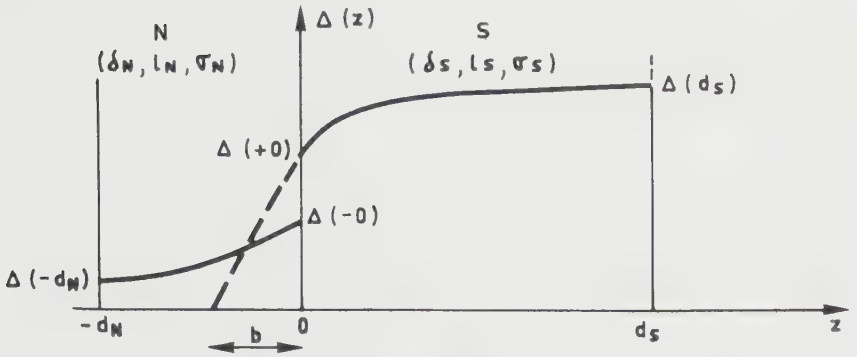
Les valeurs de C_ℓ , β, $\lambda(T)$, κ sont résumées dans le tableau n° II.1.

Pour deux matériaux sales identiques (sauf pour la valeur du paramètre d'intéraction BCS et avec $V_N=0$) on trouve alors $b \simeq 0{,}7\ K^{-1}$, alors que la condition de de Gennes donne $b = K^{-1}$ et les calculs exacts de Hurault (4), qui a résolu l'équation intégrale de Gorkov dans ce cas, donnent $b \simeq 0{,}9\ K^{-1}$.

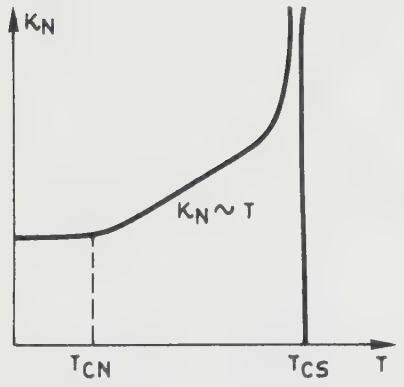
/...

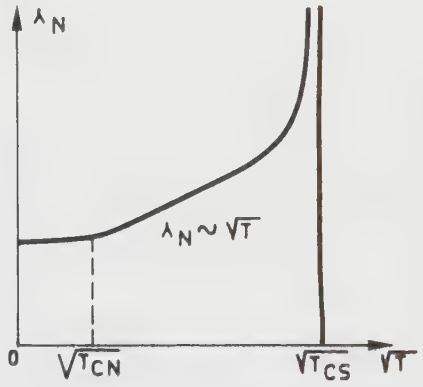


I.1 Géométrie des champs électromagnétiques.

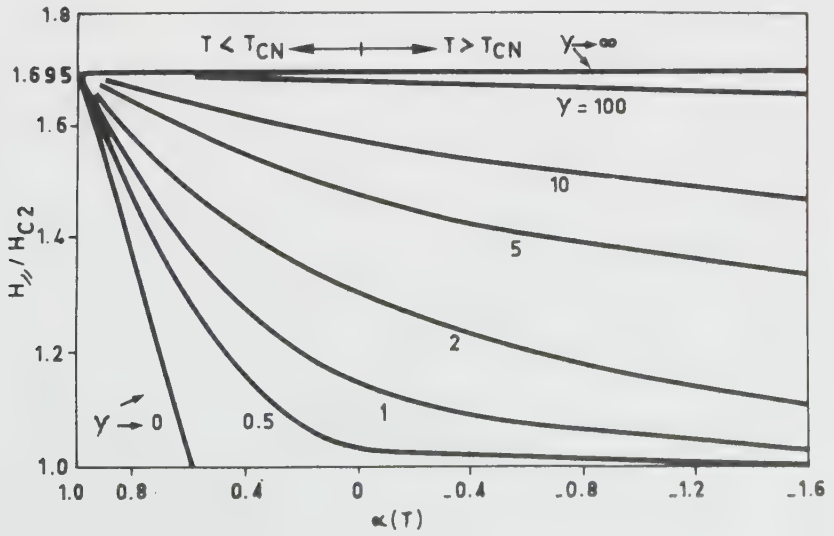


II.1 Variations spatiales du potentiel de paire.





II.2 et 3 Variation de κ_N et λ_N en fonction de la température.



II.4 Courbes représentant $H_{//}/H_{C2}$ en fonction du paramètre α (T)

Métaux propres $C_\ell = \left|\frac{12}{7\zeta(3)}\right|^{1/2} = 1,19$

$$\beta = \frac{14\zeta(3)}{3\pi^2}\ \frac{1+R}{D} = 0,56\ \frac{1+R}{D}$$

$(R^2 + D^2 = 1)$

Frontière parfaite $\beta \simeq 0,56$

$$\lambda_p(T) = \frac{\lambda_{L(0)}}{\sqrt{2}}\ \left(\frac{T_{CS}}{T_{CS}-T}\right)^{1/2}$$

$$\xi_p(T) = 0,74\ \xi_o\ \left(\frac{T_{CS}}{T_{CS}-T}\right)^{1/2}$$

$$\kappa_p = 0,96\ \frac{\lambda_{L(0)}}{\xi_o}$$

$$b = 0,87\ \beta\xi_o \simeq 1,17\ \beta\xi_p(0)$$

Métaux sales $C_\ell = \frac{2}{\pi} = 0,64$

Interface réfléchissant $\beta = \dfrac{\pi^2\ N_S D_S}{2\zeta(\frac{3}{2})\ (4-\sqrt{2})N_N D_N} = 0,74\ \dfrac{\sigma_S}{\sigma_N}$

Interface diffusant $\beta = \dfrac{\pi^2\ v_{FS} D_S}{2\zeta(\frac{3}{2})\ (4-\sqrt{2})v_{FN} D_N} = 0,74\ \dfrac{\ell_S}{\ell_N}$

$$\lambda_d(T) = 0,615\ \lambda_L(0)\left(\frac{\xi_o}{\ell_S}\right)^{1/2}\ \left(\frac{T_{CS}}{T_{CS}-T}\right)^{1/2}$$

$$\xi_d(T) = 0,85\ (\xi_o \ell_S)^{1/2}\ \left(\frac{T_{CS}}{T_{CS}-T}\right)^{1/2}$$

$$\kappa_S = 0,725\ \frac{\lambda_{L(0)}}{\ell_S}$$

$$b = 0,54\ \beta(\xi_o \ell_S)^{1/2} = 0,64\beta\xi_d(o)$$

TABLEAU n° II.1

/...

Fink et Martinoli (13), toujours à partir des équations de G.L. généralisées, ont introduit la condition de raccordement suivante pour deux matériaux semi-infinis, valable pour toutes les températures et tous les libres parcours moyens:

$$\gamma = \frac{m_N}{m_S}\,\frac{n_S}{n_N}\,\frac{\chi(\frac{\xi_{oS}}{\ell_S})\,\psi'(\frac{1}{2}+\frac{\hbar D_S q^2}{4\pi K_B T})}{\chi(\frac{\xi_{oN}}{\ell_N})\,\psi'(\frac{1}{2}-\frac{\hbar D_N K^2}{4\pi K_B T})}\,\frac{\Delta^2(+o)}{\Delta^2(-o)} \qquad \text{(II.27)}$$

Pour $T \sim T_{CN} \sim T_{CS}$, le rapport des dérivées des fonctions digamma est voisin de 1 et comme alors $\frac{N_N V_N}{N_S V_S} \simeq 1$, on retrouve les conditions de de Gennes et de Zaitsev.

Même dans le cas de Pb-Cu, Fink et Martinoli trouvent que le produit des deux derniers rapports du membre de droite de l'équation (II.27) est voisin de l'unité, donc que les conditions ne sont pas très différentes de celles de Zaitsev.

On peut noter pour terminer, que du côté S, dans le cas où $d_S >> \xi_S(T)$, $\Delta(+0)$ est relié à $\Delta_{BCS}(T)$ par la formule (14) :

$$\Delta(+0) = \Delta_{BCS}(T)\,\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\sqrt{2+\frac{1}{(bq)^2}}-\frac{1}{bq}\right] \qquad \text{(II.28)}$$

On observe donc une décroissance du potentiel de paires dans S au voisinage de l'interface. Pour bq=1, (II.28) donne $\Delta(+0) \sim 0{,}5\ \Delta_{BCS}(T)$ et lorsque bq tend vers zéro : $\Delta(+0) \sim bq\ \Delta_{BCS}(T)$ Cet effet peut donc être important ; il a pour conséquence le phénomène de pénétration anormale (19,20). Nous y reviendrons au chapitre IV.

III - PROFONDEUR DE PENETRATION DU COTE N (pour les matériaux sales) (15-16)

Nous supposerons toujours $V_N > 0$. Dans le métal normal, la pénétration du champ magnétique est régie par une équation

/...

analogue à (II.5) :

$$\vec{j} = \frac{1}{\mu_o}\frac{d^2A}{dz^2} = -\mu\frac{1}{\mu_o\lambda^2(z)}\vec{A} \qquad (II.29)$$

La profondeur de pénétration $\lambda(z)$ est fonction de z par l'intermédiaire du potentiel de paires $\Delta(z)$ au point considéré et dans certains cas, de la valeur du potentiel de paires en d'autres points (4,15,16). Plusieurs cas sont à envisager suivant la nature de N et la température :

1) $\underline{T \gtrsim T_{CN}}$

$$\frac{1}{\mu_o\lambda^2(z)} = \frac{\sigma_N}{\hbar K_B T}\,\Delta^2(z)\,\psi'\left(\frac{1}{2} - \frac{\hbar D_N K^2}{4\pi K_B T}\right) \qquad (II.30)$$

Les formules (II.5) et (II.30) sont du même type que la relation de la théorie BCS, donnant la partie imaginaire σ_2 de la conductivité complexe :

$$\sigma_2 = \frac{1}{\pi_o\omega\lambda^2} = \frac{\pi}{2}\,\sigma_N\,\frac{\Delta^2 BCS(T)}{\hbar\omega K_B T} \qquad (II.31)$$

(on rappelle que $\psi'(\frac{1}{2}) = \frac{\pi^2}{2}$).

La formule (II.30) n'est d'ailleurs valable que si le point d'abscisse z se trouve assez loin de l'interface (4) :

$$|z| > \left|\frac{1}{K - \frac{1}{\xi_N}}\right| \qquad (II.32)$$

La condition (II.32) se comprend lorsqu'on sait que la formule locale (II.30), qui est analogue à celle de Maki pour le régime "gapless" des supraconducteurs de type II, est établie en supposant que Δ est solution dans tout l'espace de $\frac{d^2\Delta}{dz^2} = K^2\Delta$. Or Δ est en fait solution d'une équation intégrale dont le noyau est une somme d'exponentielles dont la portée la plus grande dans N est ξ_N (4-6).

/...

2) $T \gg T_{CN}$ ou V_N faible $(N_N V_N \lesssim 0,1)$: EFFETS NON LOCAUX

D'après (II.9'), on est dans le cas ou $K^{-1} \sim \xi_N$, la formule (II.32) n'est donc pratiquement jamais valable : ceci veut dire qu'on ne peut pas considérer le métal normal comme infini. Les propriétés mesurées à partir de la face libre du matériau N sont sensibles à la valeur du potentiel de paires loin de cette surface et les effets non locaux sont importants. Hurault (4-15) a montré qu'on pouvait encore dans ce cas, se ramener à une relation locale, mais différente de (II.30) :

$$\frac{1}{\mu_o \lambda^2(z)} = \frac{\sigma_N}{4\pi^2 \hbar K_B T} \left| 1+0,5 \left(\frac{N_N V_N}{N_S V_S}\right) \right|^2 \psi'\left(\frac{1}{2}\right) \Delta^2(z) \qquad \text{(II.33)}$$

Deutscher et Valette (16,46) ont donné des réseaux de courbes, résultats d'un calcul sur ordinateur, qui permettent d'interpoler entre les formules (II.30) et (II.33). Nous reviendrons en détail sur ces effets au chapitre IV et dans l'annexe III.

IV - PARAMETRE DE G.L. DANS LE MATERIAU NORMAL

On peut définir un paramètre de G.L. dépendant de la position par l'intermédiaire de $\Delta(z)$:

$$\kappa(z) = \frac{\lambda(\Delta(z))}{K^{-1}} \qquad \text{(II.34)}$$

On désignera par κ_N, λ_N les valeurs de $\kappa(z)$ et $\lambda(z)$ à l'interface choisi comme référence ($z=-0$).

D'après ce qui précède, les valeurs théoriques de κ_N et λ_N en fonction de la température ont l'allure esquissée sur les figures n° II.2 et II.3. D'après (II.33), il existe une zone de température où
$\Delta(-0) = \frac{N_N V_N}{N_S V_S} \Delta(+0)$ est pratiquement indépendant de la température ($T \lesssim 0,5\ T_{CS}$) ; la variation de λ_N est alors en $\sqrt{T}$ dans cet intervalle (4-15) et d'après (II.9), celle de κ_N est alors proportionnelle à T.

/...

Suivant les valeurs de κ_N et l'épaisseur du métal normal, puisque d'après (II.34) :

$$\kappa(-d_N) = \kappa_N \frac{\text{ch } Kd_N}{\text{ch } K(d_N+z)} >> \kappa_N \qquad \text{(II.35)}$$

le métal normal pourra se comporter comme un supraconducteur de première ou seconde espèce en champ magnétique. La destruction de la supraconductivité induite dans N par l'application d'un champ magnétique et l'existence éventuelle du champ de basculement qui joue pour N le rôle du champ critique thermodynamique du supraconducteur ont été étudiées en détail (6-17-18). Leur observation systématique par des méthodes hyperfréquences n'a été faite que par Fischer et Klein dans le cas du système Pb-Cu pour lequel la condition d'exisence du champ de basculement (4): $T<T^*(d_N)$ n'est pas vérifiée. Nous avons donc repris systématiquement ces expériences sur plusieurs couples de matériaux et nous reviendrons en détail sur le sujet lors de la discussion des résultats expérimentaux (chapitre IV).

V - CHAMP CRITIQUE SUPERIEUR DES BILAMES N-S

L'existence de la supraconductivité superficielle est une conséquence des conditions aux limites sur $\Delta(\underset{\sim}{r})$ à l'interface supraconducteur-vide. Si le supraconducteur est recouvert par un métal normal, nous avons vu que les conditions aux limites sont changées : le champ critique supérieur $H_{//}$ est alors compris entre les champs critiques H_{c2} et H_{c3} du supraconducteur isolé.

Le champ $H_{//}$ dépend de la température et du paramètre γ (équation II.27). Les variations du rapport $H_{//}/H_{c2}$ pour deux matériaux semi-infinis et pour différentes valeurs de γ (d'après Fink Presson et Martinoli (13)) sont données sur la figure n° II.4, en fonction du paramètre $\alpha(T)$:

$$\alpha(T) = \frac{\xi_S^2}{\xi_N^2} \simeq \frac{\varepsilon_{FS}}{\varepsilon_{FN}} \frac{n_N}{n_S} \gamma_r \frac{T_{CN}-T}{T_{CS}-T} \frac{T_{CS}}{T_{CN}} \qquad \text{(II.36)}$$

/...

Pour $\gamma > 1$ et $T > T_{CN}$, le rapport $H_{//}/Hc_2$ est pratiquement égal à l'unité. Sa valeur augmente avec γ mais n'atteint la valeur limite 1,695 que pour $\gamma \gtrsim 100$. A γ constant, $H_{//}/Hc_2$ est une fonction décroissante de T.

METHODES ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les dispositifs expérimentaux que nous avons utilisés sont décrits dans le chapitre suivant (chapitre n° III). Nous avons employé, soit un spectromètre à cavité diélectrique, soit des circuits en lignes de transmission "microruban" ou "triplaque". Ce dernier type de circuits est souvent d'emploi plus simple que les méthodes classiques utilisant des cavités (2,28). Il a récemment été utilisé par Monceau et Gilchrist (66) d'une part et Baixeras et Bodin d'autre part (67) pour des mesures fondamentales de résistance de surface de supraconducteurs de type II De plus, il se prête particulièrement bien à d'éventuelles applications. Il était donc intéressant d'utiliser ces circuits,pour comparer les résultats qu'ils fournissent, à ceux des méthodes plus classiques (lorsque ceux-ci existent) et ayant jugé de la validité de cette approche expérimentale, pour des expériences originales.

Nos expériences sont décrites dans le chapitre IV. Elles ont porté :

1) sur le système Sn-Au : elles constituent une vérification des résultats anciens de Meissner et Fanelli (1). Ce système pouvant poser des problèmes métallurgiques d'interface, nous en avons discuté en détail la nature. Dans ce cas particulier, nous avons d'ailleurs utilisé des monocristaux d'étain recouverts d'or et non des couches minces d'étain. Nous avons pu mettre en évidence par les mesures de résistance de surface les effets non locaux dont nous avons parlé dans le chapitre II. Certains des calculs correspondants sont effectués dans l'annexe n° III. Les mesures de réactance de surface ont permis une mise en évidence directe en hyperfréquences des effets de pénétrations anormaux prédits par de Gennes et Matricon (19-20).

2) sur les systèmes Pb-Cu, Pb-Cd et Pb 2% Bi-Sn : en conservant le même supraconducteur, nous avons pu utiliser des valeurs du rapport $\frac{T_{CN}}{T_{CS}}$ très différentes et observer ainsi tous

/...

les comportements prédits par la théorie. Les effets non-locaux ont été mis en évidence sur la résistance de surface de Pb-Cu au voisinage de T_{CNS} et sur la réactance de surface dans le système Pb-Cd en dessous de 4,2°K. Nous nous sommes particulièrement intéressés au comportement en champ magnétique : effets de pénétration anormaux ou existence d'un champ de basculement (ceci dans le but de trouver des applications de ces effets de proximité).

La préparation des échantillons et les méthodes d'évaporation des couches minces sont décrites dans l'annexe n° II.

CHAPITRE III

METHODES ET MESURES HYPERFREQUENCES

I - SPECTROMETRE A CAVITE DIELECTRIQUE

1) Cavité diélectrique

Dans un certain nombre d'expériences et particulièrement pour le couple Au-Sn, nous avons utilisé un spectromètre en réflexion avec une cavité diélectrique. L'échantillon dont on veut mesurer les variations d'impédance de surface est couplé à un résonateur diélectrique en rutile (TiO_2).

L'intérêt d'un isolant à constante diélectrique élevée comme le rutile est de concentrer tellement les lignes de champ qu'un parallélépipède correctement taillé peut résonner à une fréquence donnée, sans qu'il soit nécessaire de métalliser ses faces (la réflexion d'une onde à l'interface rutile-air est pratiquement totale). Les petites dimensions géométriques du résonateur le font aussi utiliser pour de nombreuses applications (21). De telles cavités ont été déjà employées pour la mesure d'impédances de surface de supraconducteurs (22, 23) et un spectromètre analogue au nôtre a été décrit par Kyhl (24).

Nous avons utilisé du rutile monocristallin (provenance Hrand Djevarhirdjian, Suisse). Le rutile est un matériau anisotrope uniaxe dont les deux constantes diélectriques varient beaucoup en fonction de la température (25). Elles sont représentées sur la figure n° III.1. Au voisinage de 4,2°K on peut écrire :

$$\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{\perp_0} - \alpha_{\perp} T^2 \qquad \text{(III.1)}$$

$$\varepsilon_{//} = \varepsilon_{//_0} - \alpha_{//} T^2 \qquad \text{(III.1')}$$

avec $\varepsilon_{//_0} \sim 250$; $\varepsilon_{\perp_0} \sim 130$; $\alpha_{//} \sim 3{,}5.10^{-3} (°K^{-2})$

$\alpha_{\perp} \sim 1{,}1\ 10^{-3} (°K^{-2})$

/...

Les dimensions choisies pour nos cavités sont $8 \times 5 \times 3\ mm^3$ avec l'axe C dirigé suivant la dimension de 3mm.

Pour un mode donné du résonateur isolé dans l'espace, la fréquence de résonance et la répartition des champs ne peuvent être calculés qu'approximativement, car les champs ne s'annulent pas rigoureusement à l'interface rutile-air.

Pour le calcul approché des fréquences de résonance, nous avons utilisé la méthode d'Okyaa et Barash (26), pour laquelle nous avons établi des programmes de calcul. Les différents modes $TE_{l, m, n}$ ou $TH_{l, m, n}$ du résonateur isolé ayant respectivement une allure "2n - polaire" magnétique ou électrique(26), on peut tenir compte de la présence du plan conducteur sur lequel est posé le résonateur, dans le calcul des fréquences de résonance des modes $TH_{l, m, 2p+1}$ ou $TE_{l, m, 2p}$ par une méthode d'images électriques, en doublant simplement la dimension correspondante du parallélépipède. Dans le tableau N° III.1, nous donnons les fréquences expérimentales des modes d'un résonateur qui tombent dans la bande passante de notre spectromètre ainsi que leur identification la plus probable selon les formules approchées d'Okaya et Barash.

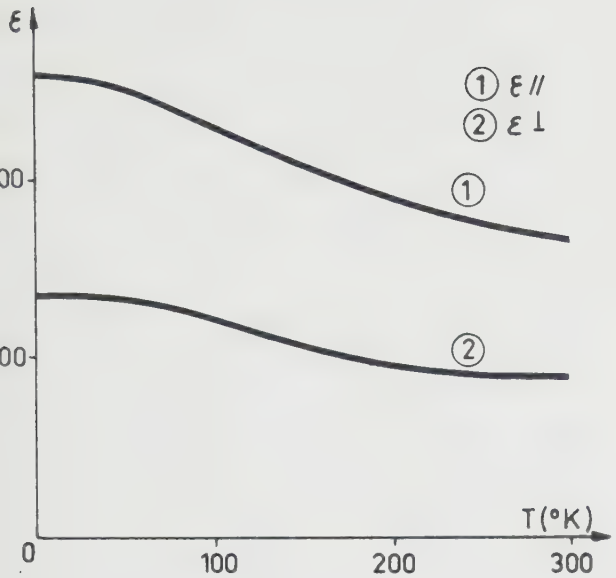
Fréquences expérimentales GHz	Fréquences théoriques GHz	MODE
3,896	3,898	TE 112 cas I (cavité 8 x 5 x 6)
3,955	3,986	TH 121 cas III (cavité 8 x 5 x 6)
4,080	4,086*	TE 111 cas I (cavité 8 x 5 x 3)
4,150	4,158	TH 211 cas II (cavité 8 x 5 x 6)

* Calculé par une approximation d'ordre 2;

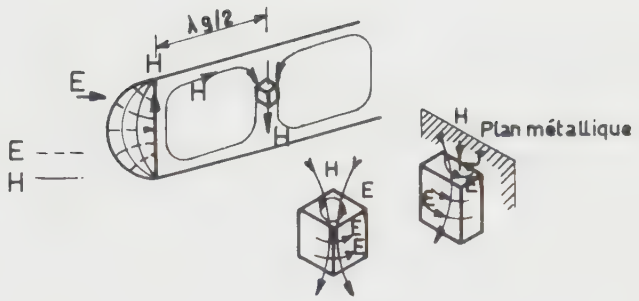
Résonateur 8 x 5 x 3 mm ; T = 77°K ; $\varepsilon_{//} = 123$; $\varepsilon_{\perp} = 235$.
Les différents cas (I, II, III) correspondent aux différentes orientations du champ magnétique axial, par rapport aux côtés du parallélépipède (26). Dans l'identification,proposée, nous admettons que ces trois types de modes puissent effectivement être excités.

TABLEAU n° III.1

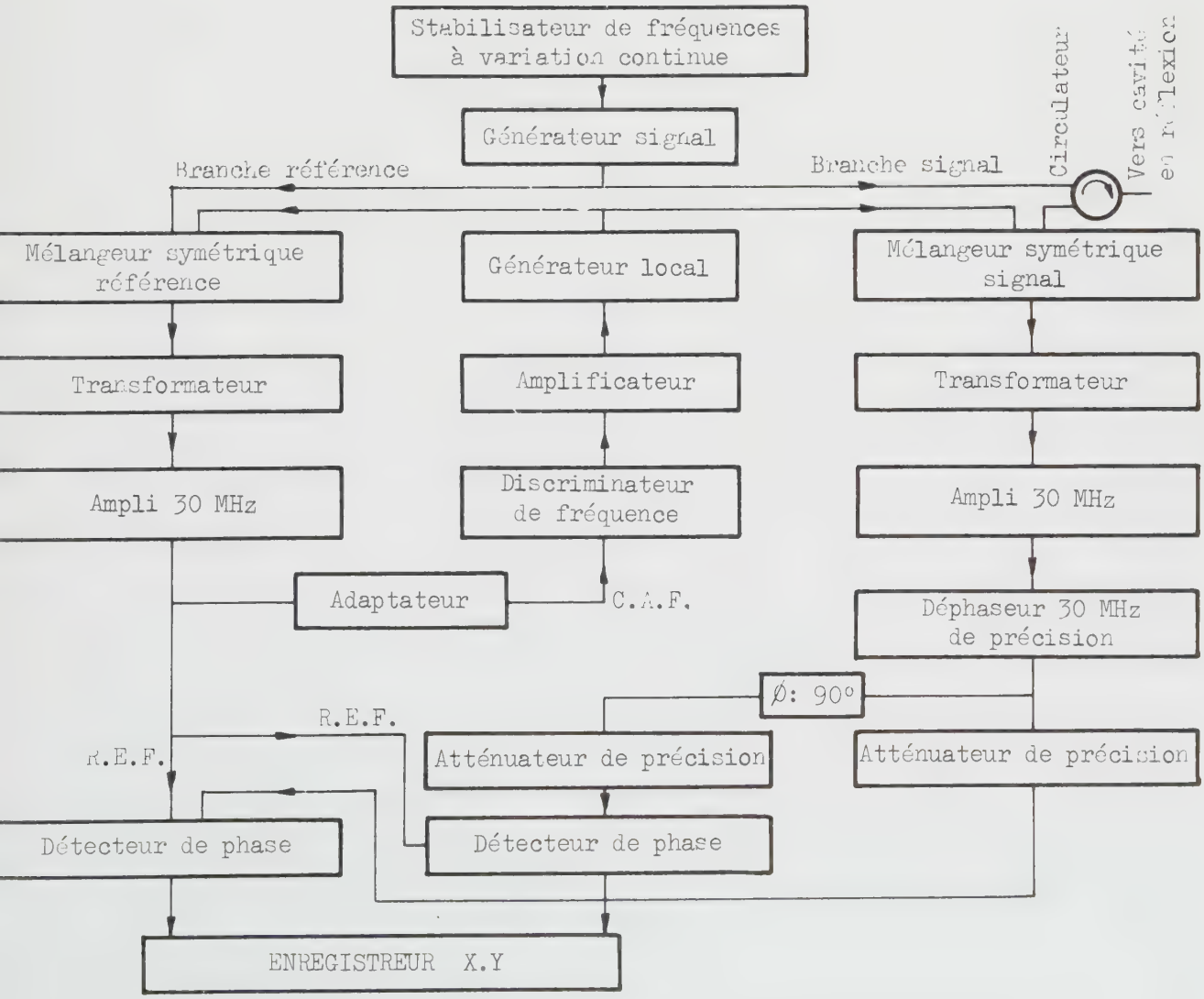
/...



II.1 Constantes diélectriques du rutile



III.2 Allure schématique des lignes de champ permettant le couplage du résonateur diélectrique.



III.3 Schéma synoptique du spectromètre superfréquence.

Le couplage du résonateur à un circuit hyperfréquence extérieur est rendu possible par l'existence des "champs de fuites" à l'extérieur du rutile. Pour indiquer schématiquement comment ce couplage se fait, nous avons représenté de façon très simplifiée sur la figure n° III.2 la carte des champs du mode TE_{11} excité dans le guide d'onde circulaire utilisé et l'"allure dipolaire magnétique" des lignes de champ du mode fondamental du résonateur isolé ainsi que leur modification lorsque le résonateur est mis en contact avec un plan métallique. L'existence d'un champ magnétique axial dans ce mode TE_{11} du guide et la possibilité de faire tourner la direction de polarisation des champs transverses (au moyen d'un joint tournant en guide rectangulaire d'une transition guide rectangulaire guide circulaire et d'un joint tournant en guide circulaire), permettent l'excitation des modes correspondant aux trois cas du tableau n° III.1 et le réglage de leur couplage ; dans la plupart des cas d'ailleurs, on n'atteint pas le couplage critique au voisinage duquel il est intéressant de se placer (voir ci-dessous).

2) Appareillage hyperfréquences

Le schéma du montage utilisé pour l'observation des signaux réfléchis par la cavité diélectrique est donné sur la figure n° III.3. C'est en fait un enregistreur de diagrammes de Smith de grande précision. Il n'est branché qu'après le choix d'un mode du résonateur et le réglage approximatif de son couplage à l'aide d'un wobulateur, d'un cristal détecteur et d'un oscilloscope.

La tension de sortie du générateur signal est divisée entre une branche référence et une branche signal. L'onde incidente sur la cavité et l'onde réfléchie sont séparées au moyen d'un circulateur. Le signal réfléchi est mélangé avec une fraction du signal de sortie du générateur local pour donner un signal à 30 MHz. Il en est de même dans la branche référence et l'on obtient ainsi un signal de référence cohérent avec le signal réfléchi par la cavité.

/...

Une partie de ce signal sert à effectuer un contrôle automatique de fréquence sur l'oscillateur local. Le reste du signal de référence est amplifié et divisé entre les deux détecteurs de phase. Une moitié du signal est déphasée de 90° par rapport à l'autre et les deux sont comparées à la référence dans les détecteurs de phase.

Avec des réglages d'amplitude corrects sur les deux voies, les signaux de sortie de ces détecteurs sont respectivement proportionnels à : $|\Gamma| \cos(\Phi+\alpha)$ et $|\Gamma| \sin(\Phi+\alpha)$ $\Gamma=|\Gamma|e^{j\Phi}$ étant le coefficient de réflexion de la cavité et α le déphasage donné par le déphaseur de précision à 30 MHz.

Les amplitudes sur les deux voies sont réglées de façon à obtenir un cercle sur l'enregistreur X.Y. lorsqu'on fait varier α.

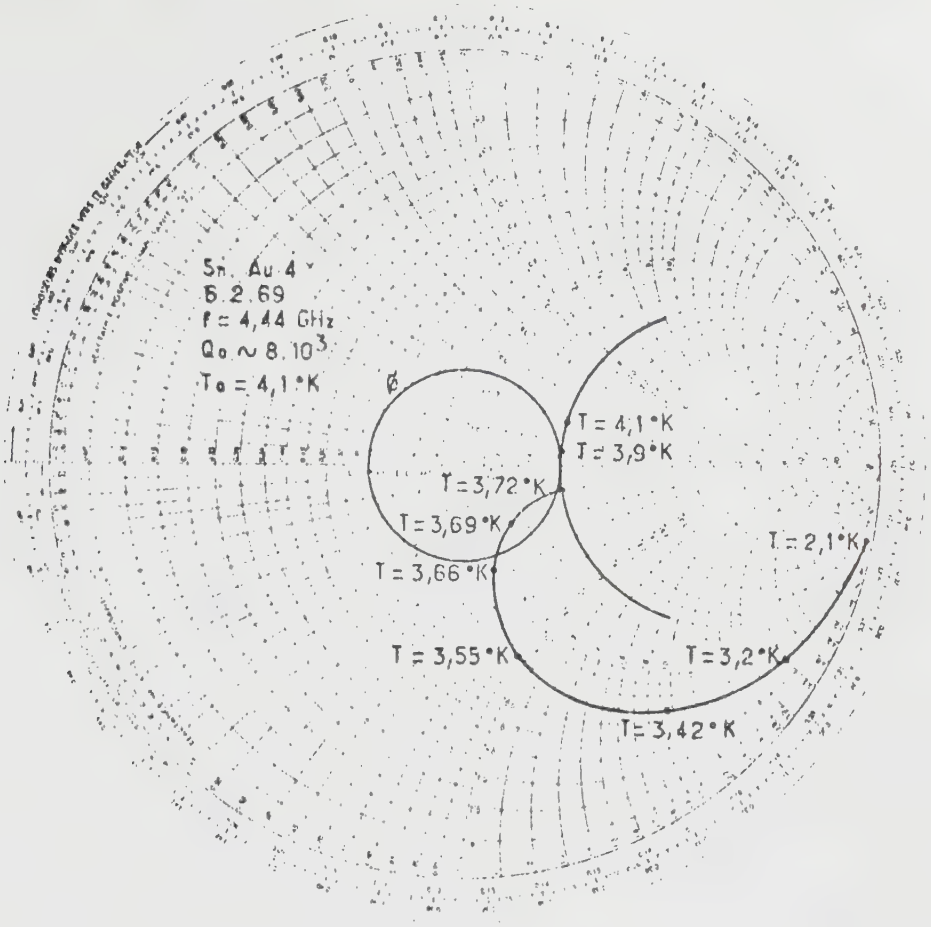
L'étalonnage des dimensions de l'enregistrement est obtenu en traçant le cercle de Q de la cavité en faisant varier la fréquence du générateur signal au moyen du stabilisateur à variation continue (Curry, Len et Mac Laughlin Mos K 5). Les enregistrements sont ensuite reportés sur un diagramme de Smith de grandes dimensions. La figure n° III.4 en donne un exemple. La méthode d'exploitation de ces diagrammes est décrite au paragraphe n° 4 ci-dessous.

La figure n° III.5 représente le schéma de l'adaptateur 30 MHz utilisé dans la boucle de contrôle automatique de fréquence, pour s'affranchir des variations d'amplitude du signal à 30 MHz.

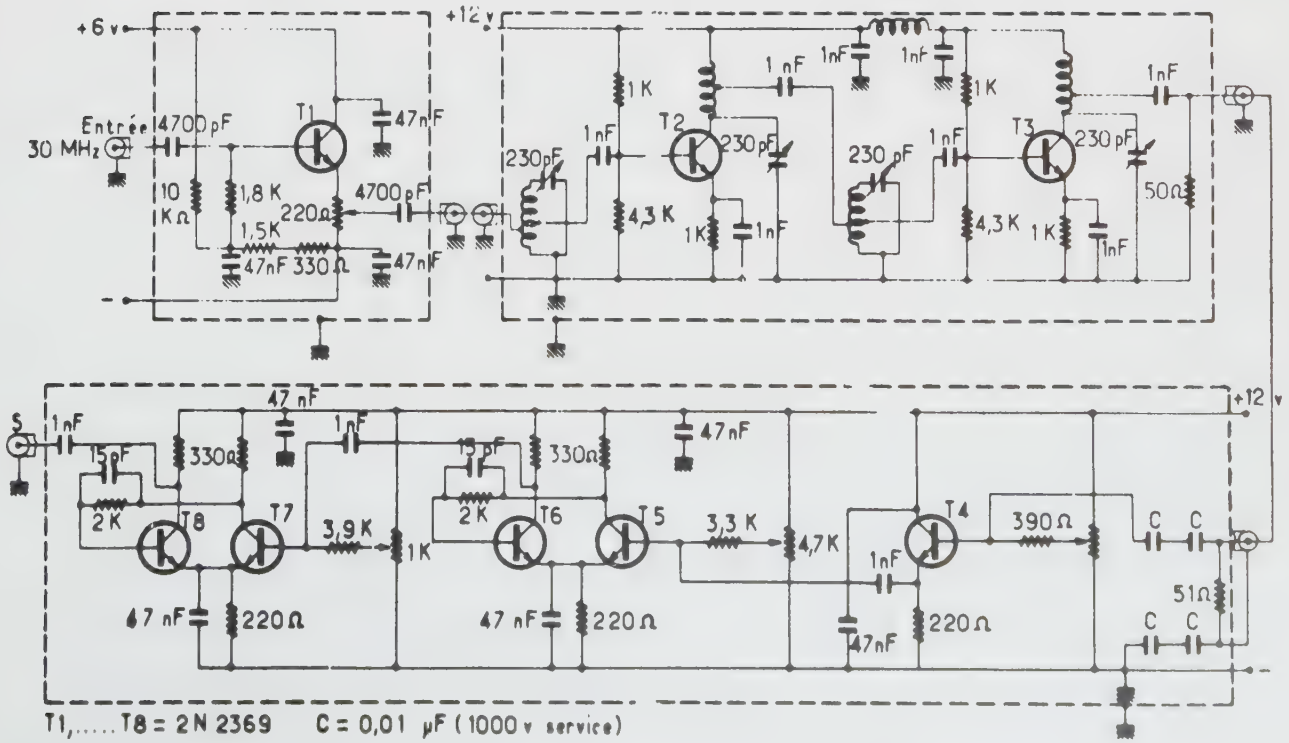
La figure n° III.6 donne les caractéristiques des détecteurs de phase utilisés (L.E.L. 1.M.F.1.30.12.50).

La stabilité de phase obtenue avec le montage est d'environ une minute d'arc par minute de temps et permet la détection de variations relatives d'impédance de surface d'environ 10^{-4} ou de variations de fréquence de résonance de la cavité de 10^{-7} environ.

III.4 Enregistrement expérimental d'un diagramme de Smith.



III.5 Schéma de l'adaptateur 30 MHz.



3) Cryogénie

Le cryostat utilisé est d'un modèle standard avec un seul guide d'onde en réflexion. Ce guide est fait avec un tube mince d'acier inoxydable cuivré à l'intérieur. Ce guide est vidé et rempli d'un gaz d'échange (Hélium) à une pression de 10 Torr*
Le schéma du montage est représenté sur la figure n° III.7. Les échantillons sont maintenus sur le court-circuit H.F. à l'aide d'une goutte de graisse APIEZON. Le résonateur est placé directement sur l'échantillon et maintenu par une pièce en polystyrène. La température de l'échantillon et celle du bloc de cuivre sont mesurées à l'aide de résistances ALLEN-BRADLEY. ($47\Omega\frac{1}{8}$ watt). Une régulation de la température à des valeurs supérieures à celle du bain d'Hélium est possible. Le schéma du dispositif de régulation est donné sur la figure n° III.8.

4) Méthode d'exploitation des diagrammes de Smith

Notre point de départ est la classique formule de perturbation d'une cavité au premier ordre (27) :

$$\frac{1}{Q_o} - 2j\,\frac{\omega_o\,\omega_\infty}{\omega_\infty} = \frac{1}{\mu_o\omega_\infty}\,\frac{\iint_S Z H_s^2\,dS}{\iiint_V H^2\,dV} \qquad \text{(III.2)}$$

avec les notations suivantes :

Q_o coefficient de surtension à vide de la cavité

ω_o fréquence de résonance pour le mode considéré

$\omega_\infty \sim \omega_o$ fréquence de résonance pour une réactance de surface nulle (ω_∞ dépend de la température par l'intermédiaire des constantes diélectriques du rutile)

H_s champ magnétique sur la surface S du résonateur

H champ magnétique en volume

Z impédance de surface

Dans notre cas, Z est constante sur toute la portion de surface où $H_s \neq 0$ et on peut écrire :

---

* Toute admission d'Hélium liquide dans le guide perturbe les mesures ; ainsi la figure n° III.9 montre la dérive continue de la phase du signal réfléchi due à la variation du niveau d'Hélium liquide dans le guide au cours du temps.

$$\frac{1}{Q_c} + 2j\,\frac{\omega_o - \omega_\infty}{\omega_\infty} = K_1\,(Z + R_D) \qquad \text{(III.3)}$$

R_D étant une résistance équivalente tenant compte des pertes diélectriques dans le rutile et K_1 une constante caractéristique du mode du résonateur (que nous ne pouvons d'ailleurs par calculer avec précision).

L'impédance Z' de la cavité, réduite à l'impédance Z_G du guide d'onde, peut s'écrire, pour un plan de référence correctement choisi :

$$z = r + jx = \frac{Z'}{Z_G} = Q_c \left[K_1 (R_D + R) + j\left(2\,\frac{\Delta\omega}{\omega_o} + KX\right)\right] \qquad \text{(III.4)}$$

Q_c étant le coefficient de surtension de couplage ($\frac{Q_o}{Q_c}$: coefficient de couplage) et $\Delta\omega = \omega - \omega_o$.

Expérimentalement, nous enregistrons le coefficient de réflexion Γ de la cavité :

$$\Gamma = \Gamma_r + j\,\Gamma_i = \frac{z - 1}{z + 1}$$

On en déduit z au moyen d'une abaque de Smith(*) de grandes dimensions ou de la transformation inverse :

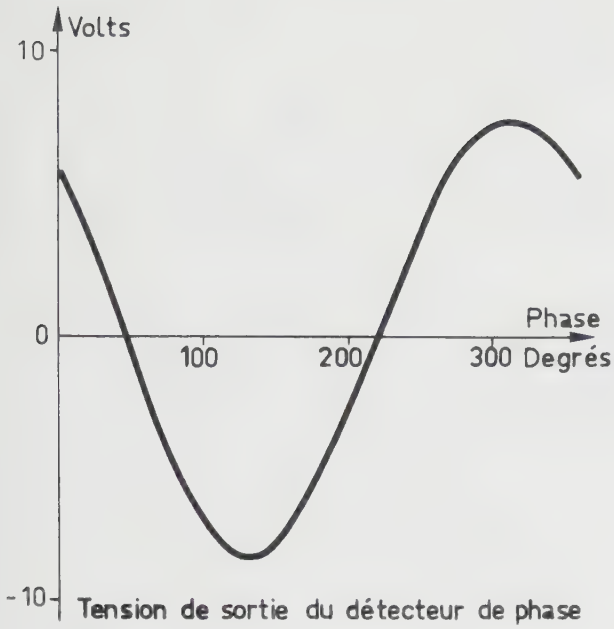
$$z = \frac{1 - |\Gamma|^2 + 2j\,\Gamma_i}{1 + |\Gamma|^2 - 2\,\Gamma_r} \qquad \text{(III.5)}$$

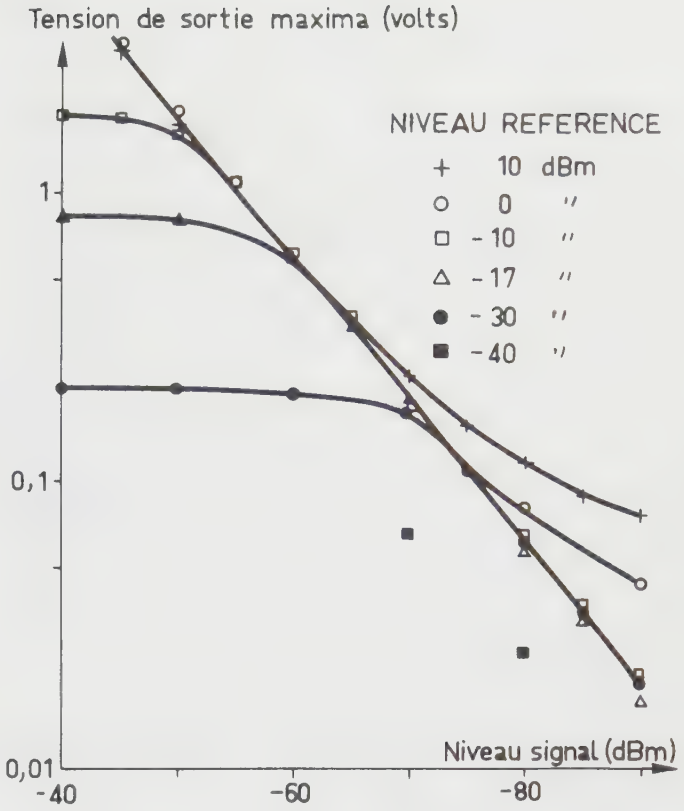
que nous avons tabulée.

Lorsqu'on fait varier la température au voisinage de 4,2°K, l'expérience montre que les pertes diélectriques ne varient pas ; il n'en est pas de même pour les constantes diélectriques du rutile (voir paragraphe 1).

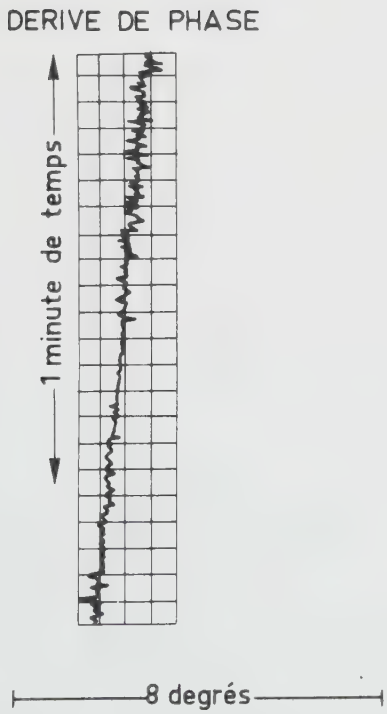
/...

(*) L'abaque de Smith réalise la transformation conforme $\Gamma = \frac{z-1}{z+1}$. La région $|\Gamma| < 1$ du plan complexe (Γ) est graduée directement en r et x ($z = r + jx$).

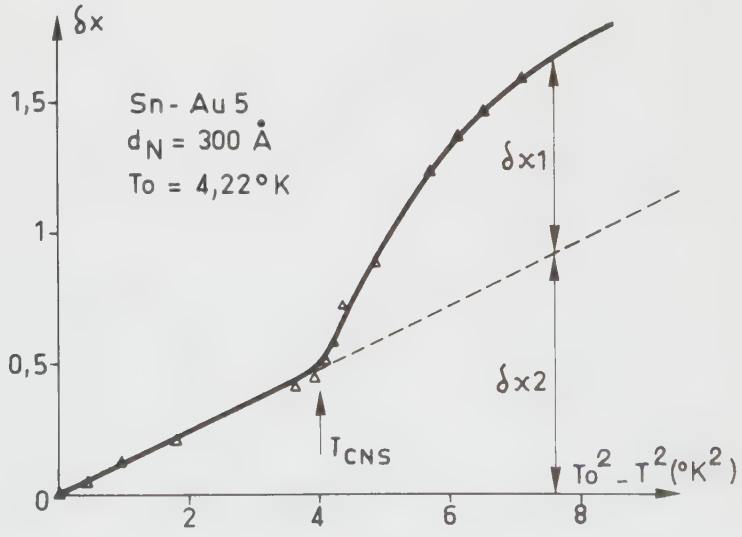




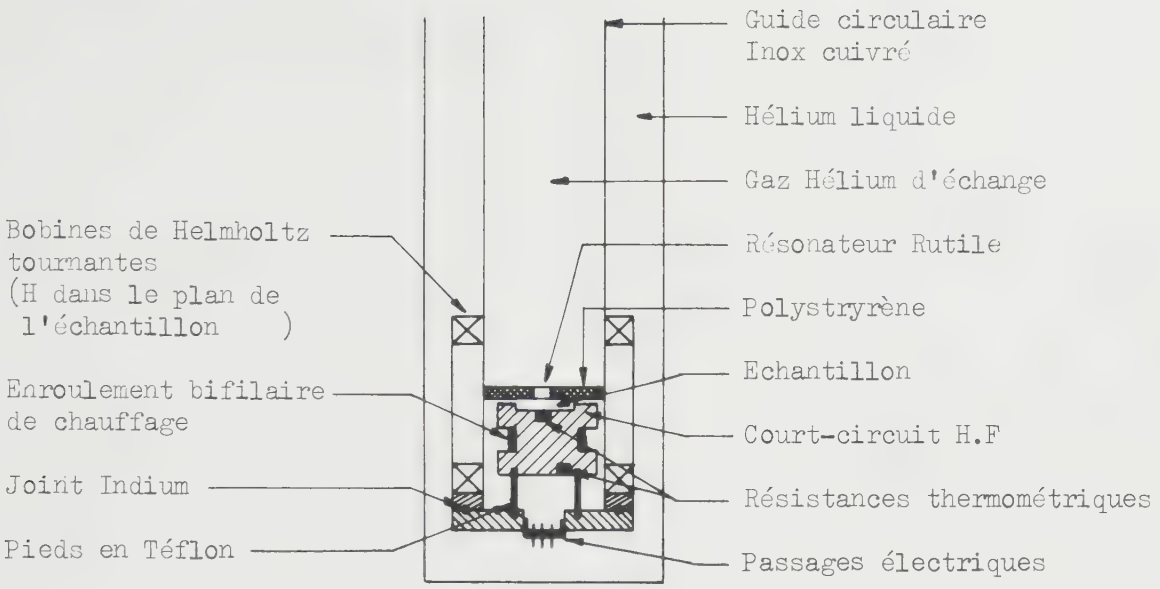
III.6 Caractéristiques des détecteurs de phase.



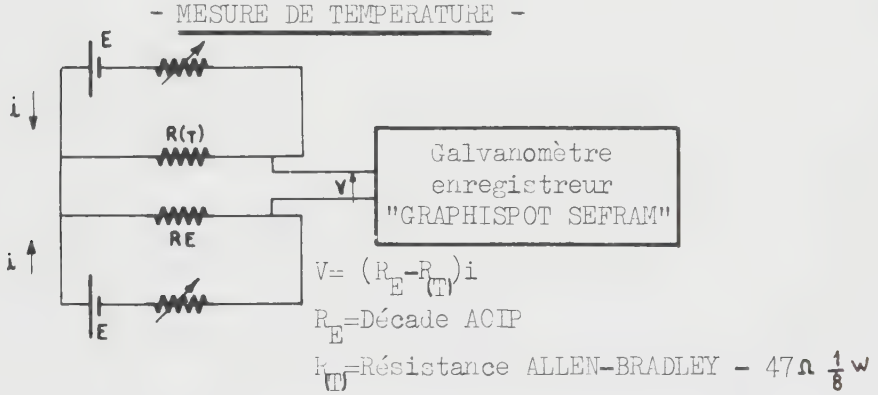
III.9 Dérive de phase du spectromètre lorsque le guide contient de l'hélium liquide.



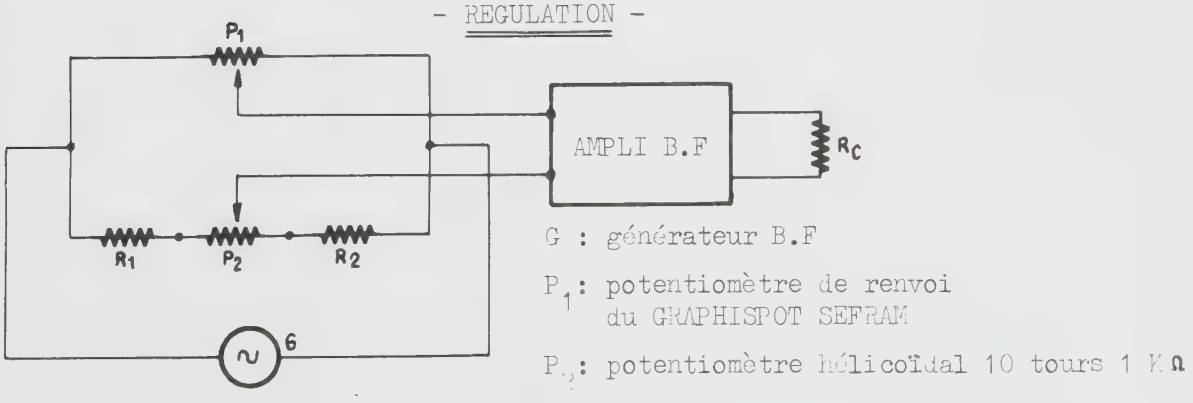
III.10 Variation de la réactance réduite d'un résonateur diélectrique et séparation des deux contributions.



III.7 Schéma du porte-échantillon.



III.8 Mesure et régulation de température.



Partons d'une température T_o pour laquelle l'impédance de surface est $Z_o = R_o + jX_o$ et supposons la cavité accordée à la fréquence utilisée ; on a donc systématiquement : $2\frac{\Delta\omega}{\omega_o} + K X_o = 0$

Posons $z_o = Q_c K_1 (R_D + R_o)$.

Faisons varier la température. De la façon indiquée plus haut, nous mesurons $\delta z = z - z_o = \delta r + j\delta x$

avec $\delta r = Q_c K_1 (R - R_o)$

$$\delta x = \delta x_1 + \delta x_2$$

$$\delta x_1 = Q_c K_1 (X - X_o)$$

$$\delta x_2 = 2 Q_c \delta \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_o}\right)$$

Aux plus basses températures ($t \sim 0{,}5$) δr tend vers une limite δr_ℓ et R vers R_ℓ et l'on a :

$$\frac{R}{R_o} = 1 - \left(1 - \frac{R_\ell}{R_o}\right) \frac{\delta r}{\delta r_\ell} \qquad \text{(III.6)}$$

$$\frac{X}{X_o} = 1 - \frac{R_o}{X_o} \left(1 - \frac{R_\ell}{R_o}\right) \frac{\delta x_1}{\delta r_\ell} \qquad \text{(III.7)}$$

Par cette normalisation, on s'affranchit de la nécessité de connaître Q_c et K_1.

Dans tous les cas, nous supposerons que $\frac{R_\ell}{R_o}$ est négligeable. Ceci est vrai pour les matériaux purs. Nous supposerons qu'il en va de même pour les matériaux plaqués. Dans le cas du couple Sn-Au les résultats de Meissner et Fanelli à 9 GHz (voir tableau n° III.2 ci-dessous) montrent que cela est vrai pour les épaisseurs d'Or faibles ($d_N < 1000$ Å) que nous avons utilisées (1).

$\frac{R_\ell}{R_o}$ ($t = 0{,}5$) en % à 9 GHz	d_N (Å)
0	190
3,25	500
8,2	840
10	1000

TABLEAU n°III.2

/...

Pour ces valeurs de d_N, l'erreur commise en négligeant $\frac{R_\ell}{R_o}$ est inférieure à laprécision des mesures tant que $\frac{R}{R_o} \gtrsim 50\%$.

Il faut noter que la détermination du rapport $\frac{X}{X_o}$ nécessite la connaissance de la valeur de $\frac{X_o}{R_o}$ qui ne peut être fournie que par la théorie.

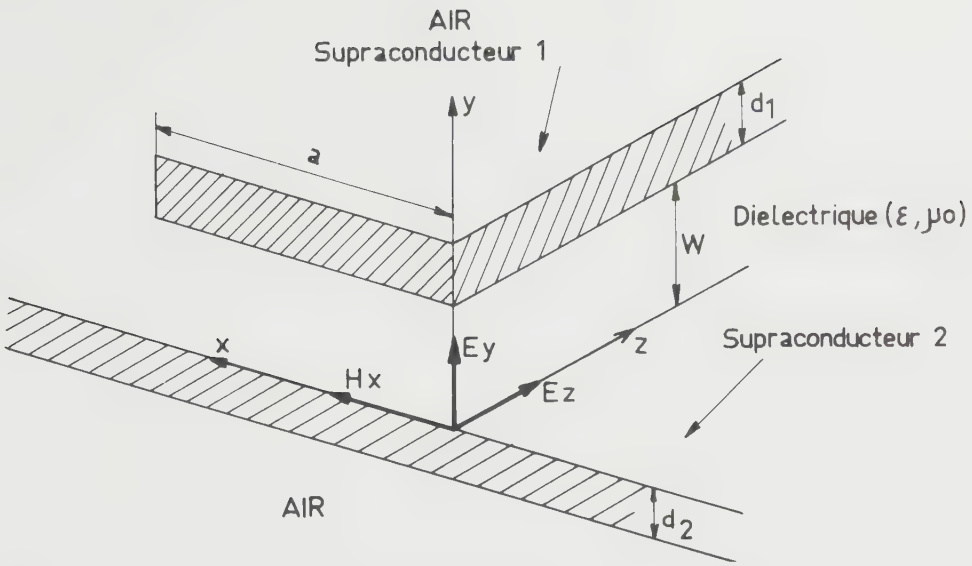
δx_2 provient de la variation des constantes diélectriques avec la température. On peut en tenir compte de la façon suivante. Si la réactance de surface de l'échantillon ne varie pas au voisinage de 4,2°K, les formules (III.1) et (III.1') montrent que la variation de δx en fonction de $T_o^2 - T^2$ sera linéaire. Ceci est particulièrement vrai pour les matériaux plaqués au dessus de leur température critique (voir fig. n° III.4 et n° III.10). δx_1 se calcule alors facilement par soustraction. Dans le cas de matériaux très purs non plaqués qui présentent un effet de peau extrême anormal dans la gamme de fréquences et de températures utilisées, l'impédance de surface est pratiquement invariable en fonction de la température. Il faut noter que si le matériau était moins pur, il atteindrait sa résistivité résiduelle entre 4 et 2°K et son impédance de surface serait aussi sensiblement constante.

5) Précision et limitations de la méthode

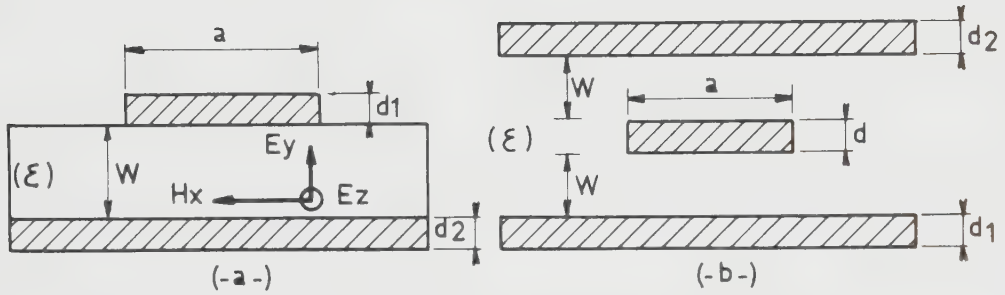
Une cause d'erreurs systématiques vient de l'incertitude sur le diamètre du cercle de Q de la cavité dûe à des effets dispersifs dans le pont hyperfréquence (la résonance n'ayant alors pas une forme lorentzienne (2)). Dans certains cas, cette incertitude peut atteindre 20%. On a néanmoins le choix entre les différentes résonances tombant dans la bande passante du spectromètre; pour lesquelles les effets dispersifs n'ont pas la même amplitude.

La puissance incidente sur la cavité est d'environ 10µW, de façon à éviter les effets non linéaires et l'échauffement des supraconducteurs. Les gains des amplificateurs et les niveaux des signaux dans le spectromètre sont choisis de façon à

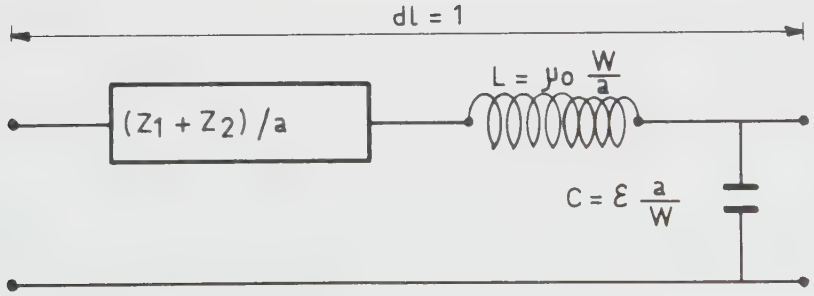
/...



III.11 Ligne de transmission microruban



III.13 Lignes microruban et triplaques



$$Y = j \frac{\varepsilon a \omega}{W}$$

$$Z = j\mu o \frac{W\omega}{a} + \frac{Z1\ (d_1) + Z2\ (d_2}{a}$$

$$\sqrt{} = -YZ \ ; \ Zc^2 = \frac{Z}{Y}$$

III.12 Schéma équivalent d'une ligne

éviter les effets de saturation et les non-linéarités de l'électronique. Une limitation importante (pour les mesures en fonction de T mais non en fonction du champ magnétique) est dûe aux variations de constantes diélectriques du rutile qui déplacent les points expérimentaux vers le point $z=0 + j\infty$ du diagramme de Smith où leur précision est très faible. D'autre part, les variations importantes du signal réfléchi (cf. fig. n° III.4) font sortir de la plage de linéarité des caractéristiques des détecteurs de phase (fig. n° III.6) et ceci malgré leur dynamique de 30 dB, Des corrections sont possibles mais fastidieuses. La méthode est donc valable soit relativement près de T_c, soit pour l'étude des variations d'impédance de surface en fonction du champ magnétique, pour lesquelles elle a d'ailleurs été spécialement utilisée par Glosser (22).

II - LIGNES DE TRANSMISSION SUPRACONDUCTRICES

1) Propriétés des lignes "Microruban" (38)

La fig. n° III.11 représente une ligne de transmission "microruban". Pour son étude nous ferons les hypothèses suivantes :

a) les effets de bord dus à la largeur a finie sont négligeables ;

b) cette largeur a est néanmoins très inférieure à la longueur d'onde guidée λ_g correspondant aux fréquences les plus hautes utilisées (de l'ordre de 5 GHz).

La variation des champs selon ox est alors négligeable. Nous négligerons d'abord les pertes diélectriques ($Im(\varepsilon)=0$). La répartition des champs dans une telle ligne a été calculée par Swihart (29) en utilisant un modèle à deux fluides et les équations de London et en supposant un effet de peau normal dans les conducteurs (le l.p.m. étant supposé limité au moins par l'épaisseur des conducteurs). Nous allons reproduire ce calcul. Les formules que nous obtiendrons sont cependant générales et ne dé-

/...

pendent pas du modèle électrodynamique du supraconducteur ; elles restent en particulier vraies dans le cas d'une électrodynamique non-locale.:

Le champ magnétique hyperfréquence $\underset{\sim}{H}$ satisfait aux équations suivantes :

- dans le supraconducteur : $\nabla^2 \underset{\sim}{H} = (\frac{1}{\lambda^2} + \frac{2j}{\delta^2}) \underset{\sim}{H}$ (III.8)

  (λ: profondeur de pénétration supraconductrice ; δ : épaisseur de peau normale) ;

- dans le diélectrique : $\nabla^2 \underset{\sim}{H} = - \omega^2 \varepsilon \mu_o \underset{\sim}{H}$ (III.9)

Le mode dominant de la ligne est un mode T.M. (transverse magnétique) où seuls les champs H_x, E_y et E_z existent dans les différents matériaux. Nous supposerons que tous ces champs varient comme $\exp\{j\omega t - \gamma z\}$ avec $\gamma = \alpha + j\beta$ ($\alpha > 0$; $\beta > 0$). La constante de propagation doit être la même dans tous les milieux pour assurer la continuité de H_x et E_z. Les équations donnant les différentes composantes des champs se réduisent à :

$$E_z = \frac{1}{\gamma} \frac{dE_y}{dy} \qquad \text{(III.10)}$$

$$H_x = - \frac{1}{j\mu_o \omega \gamma} (\gamma^2 + \gamma'^2) E_y \qquad \text{(III.11)}$$

$$\frac{d^2 E_y}{dy^2} - \gamma'^2 E_y = 0 \qquad \text{(III.12)}$$

avec $\gamma'^2 = - (\gamma^2 + \varepsilon \mu_o \omega^2)$ dans le diélectrique.

$\gamma'^2 = - \gamma^2 + \frac{1}{\lambda^2} + \frac{2j}{\delta^2}$ dans chacun des supraconducteurs.

On sait que pour un mode T.M., il suffit de raccorder les impédances de surface à la limite des différents milieux. Dans le diélectrique, on a d'après les relations (III.11) et (III.12) :

$$Z(y) = \frac{E_z(y)}{H_x(y)} = \frac{j\gamma'}{\varepsilon\omega} \frac{A + B \operatorname{th} \gamma' y}{A \operatorname{th} \gamma' y + B}$$

/...

A et B étant deux constantes d'intégration déterminées par les conditions de raccordement suivantes (31) :

$Z(w) = Z_1(d_1)$; $Z(0) = -Z_2(d_2)$

où les impédances de surface des deux supraconducteurs $Z_1(d_1)$ et $Z_2(d_2)$ tiennent compte de l'épaisseur finie des couches (30,31).

Remarque : Dans le cas qui est le nôtre, où les champs existant sur la face des supraconducteurs en contact avec l'air sont négligeables, les impédances ramenées sur les faces internes des couches minces sont simplement :

$$Z_1(d_1) = \frac{j\mu_o\omega\gamma'_1}{\gamma^2+\gamma'^2_1} \coth \gamma'_1 d_1 \qquad \text{(III.13-1)}$$

$$Z_2(d_2) = \frac{j\mu_\rho\omega\gamma'_2}{\gamma^2+\gamma'^2_2} \coth \gamma'_2 d_2 \qquad \text{(III.13-2)}$$

Compte tenu des ordres de grandeur que nous trouverons ci-dessous pour $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_g}$ et $K^2 = \frac{1}{\lambda^2} + \frac{2j}{\delta^2}$ les formules (III.13) se réduisent à :

$$Z_1(d_1) \neq Z_{s1} \coth K_1 d_1 \qquad \text{(III.13')}$$
$$Z_2(d_2) \neq Z_{s2} \coth K_2 d_2$$

ou : $Z_{s1} = \frac{j\mu_o\omega}{K_1}$ et $Z_{s2} = \frac{j\mu_o\omega}{K_2}$ sont les impédances de surface des supraconducteurs 1 et 2 supposés semi-infinis.

L'élimination de A et B fournit alors la relation de dispersion suivante :

$$j\gamma' \operatorname{th}\gamma' w = \varepsilon\omega\left[Z_1(d_1)+Z_2(d_2)\right] - \omega^2\varepsilon^2 Z_1(d_1)Z_2(d_2)\frac{\operatorname{th}\gamma' w}{j\gamma'} \qquad \text{(III.14)}$$

Puisque par hypothèse, $\gamma' w \ll 1$ la relation (III.14) se réduit à :

$$j\gamma'^2 w \neq \varepsilon\omega\left[Z_1(d_1)+Z_2(d_2)\right] \qquad \text{(III.15)}$$

d'où l'on tire :

$$\frac{C_D^2\gamma^2}{\omega^2} = \frac{C_D^2\gamma'^2}{\omega^2} - 1 = -\frac{\left[Z_1(d_1)+Z_2(d_2)\right]}{j\mu_o\omega W} - 1 \qquad \text{(III.16)}$$

/ ..

$C_D = (\varepsilon\mu_o)^{-1/2}$ étant la vitesse de la lumière dans le diélectrique.

Si l'on suppose les pertes faibles ($\alpha << \beta$) on voit que la vitesse de phase $v_\Phi = \frac{\omega}{\beta}$ du mode T.M est donnée par :

$$\frac{C_D}{v_\Phi}^2 = \left[1 + \frac{Im|Z_1(d_1)+Z_2(d_2)|}{\mu_o \omega\ w}\right] \qquad \text{(III.17)}$$

Si les profondeurs de pénétration dans les conducteurs sont négligeables devant w, ce qui sera le cas dans nos expériences, la relation (III.17) se réduit à $C_D = v_\Phi$. Le coefficient d'atténuation α est alors donné par :

$$\alpha = \frac{Re[Z_1(d_1)+Z_2(d_2)]}{2a\ Z_c} = \frac{R_{os}}{2Z_c} \qquad \text{(III.18)}$$

$$Z_c = \sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon}}\ \frac{w}{a} \qquad \text{(III.19)}$$

étant l'impédance caractéristique de la ligne et R_{os} sa résistance linéique série.

On voit alors que le schéma équivalent de la ligne est celui de la figure n° III.12.

Le coefficient de surtension propre de la ligne est relié aux pertes par longueur d'onde λ_g par la relation (32) :

$$Q_o = \frac{\beta}{2\alpha} = \frac{\pi}{\alpha\lambda_g} \qquad \text{(III.20)}$$

Nous avons jusqu'à maintenant négligé les pertes diélectriques. Pour le téflon à 4,2°K : $tg\delta < 10^{-5}$. On peut donc supposer que la répartition des champs dans la ligne n'est pas modifiée mais que la relation (III.20) doit être remplacée par:

$$\frac{\alpha\lambda_g}{\pi} = \frac{1}{Q_o} + \frac{1}{Q_d} = \frac{R_o\lambda_g}{2\pi Z_c} + tg\delta \qquad \text{(III.21)}$$

puisque toutes les lignes de champ sont supposées passer dans le diélectrique.

Nous négligeons d'autre part, les pertes par radiation (c'est pourtant le champ rayonné qui permet le couplage des li-

/...

gnes microruban aux guides d'ondes dans les expériences du paragraphe suivant).

Les équations (III.10 - 12) montrent qu'à la surface du supraconducteur, les composantes du champ électrique sont dans le rapport :

$$\left| \frac{E_y}{E_z} \right| = \frac{\lambda g}{\lambda} >> 1$$

Néanmoins, compte tenu des puissances utilisées, le champ E_y n'est pas suffisant pour perturber les mesures d'impédance de surface comme c'est le cas dans certaines cavités pour accélérateur (33). Si l'on néglige la pénétration dans les supraconducteurs, on voit que la propagation est TEM. C'est une conséquence des hypothèses de départ. Si l'on avait tenu compte de la discontinuité existant réellement entre le diélectrique et l'air (fig. III.13a) on aurait obtenu un mode T.M.

Ce fait et les propriétés dispersives des lignes microruban dues à l'excitation des modes supérieurs sont effectivement observés sur les lignes microruban aux fréquences supérieures à 1 GHz (34). La dispersion augmente avec la constante diélectrique du substrat utilisée et varie en raison inverse de l'impédance caractéristique de la ligne. Elle est négligeable dans nos expériences.

Pour avoir un mode de propagation rigoureusement T.E.M. il faut utiliser une ligne triplaque (fig. n° III.13b) tout à fait analogue à un câble coaxial, dont elle se réduit par transformation conforme. Dans les expériences, les plus fréquentes, où nous avons utilisé ce type de lignes (voir ci-dessous paragraphe III), nous avons systématiquement utilisé une épaisseur de conducteur central grande devant les profondeurs de pénétration, de façon à pouvoir considérer les pénétrations sur les deux faces comme indépendantes (simple addition des pertes). Le schéma équivalent d'une ligne symétrique se déduit alors de celui d'une ligne microruban par mise en parallèle de deux lignes identiques.

Expérimentalement, les épaisseurs des plans de masse ont aussi été choisies suffisamment importantes pour que l'on se trouve dans le cas des matériaux semi infinis.

Pour tenir compte des effets de bord dans le dimensionnement des lignes, nous avons utilisé les abaques de la référence (35).

Il faut noter aussi que les pertes par rayonnement dans une ligne triplaque sont très inférieures à celles de la ligne microruban. Nous les avons toujours négligées.

2) Mesures sur des lignes microruban montées en guide

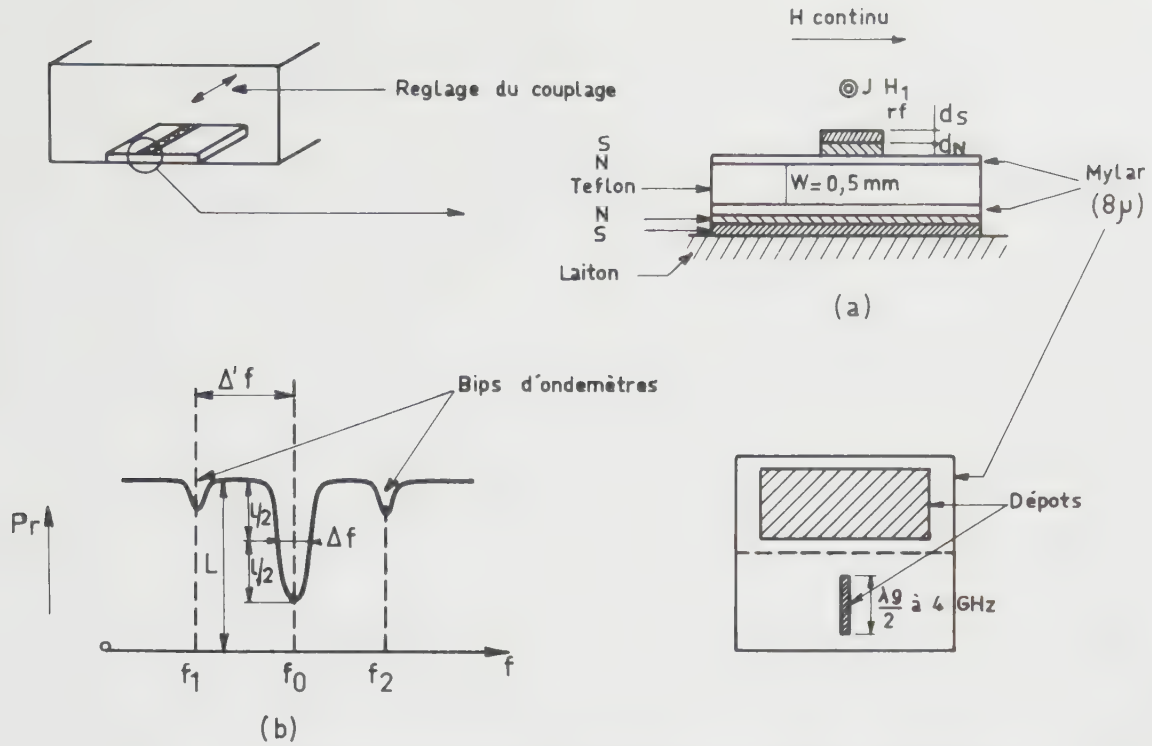
Pour certaines mesures du champ de basculement, nous avons choisi une technique simple : le bilame à étudier constitue un résonateur demi-onde en ligne microruban placé dans un guide d'onde parallèlement à la direction de propagation (voir fig. n° III.14) et dans un ventre du champ magnétique du mode TE_{01}. Les deux parties de la ligne sont évaporées simultanément sur une feuille de mylar de 8 µ (voir annexe II) qui est ensuite coupée en deux parties et montée dans un porte échantillon coulissant de façon à régler le couplage (la ligne se comporte comme une antenne dans le champ du guide).

L'impédance caractéristique de la ligne est d'environ 50 Ω. Les courbes de résonance sont enregistrées à l'aide d'un wobulateur, d'un circulateur et d'un cristal détecteur (fig. n° III.14b). Les variations d'impédance de surface se déduisent classiquement des variations $d\Delta f$ et $d\Delta' f$ de Δf et $\Delta' f$. On a approximativement :

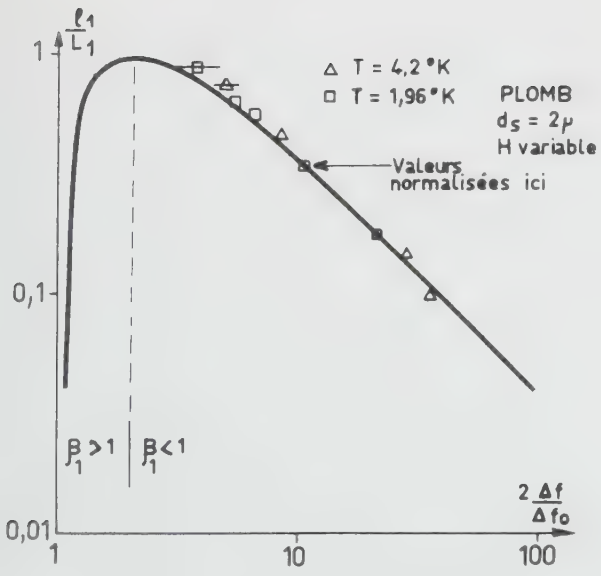
$$d\,\frac{\Delta' f}{f_o} \sim \frac{d\delta is}{w} \qquad \text{(III.22)}$$

δis étant la partie imaginaire de la profondeur de pénétration. De plus, lorsque les raies de résonance sont trop étroites pour que leur largeur soit mesurée avec précision, les variations de la résistance de surface peuvent se déduire de celles du rapport

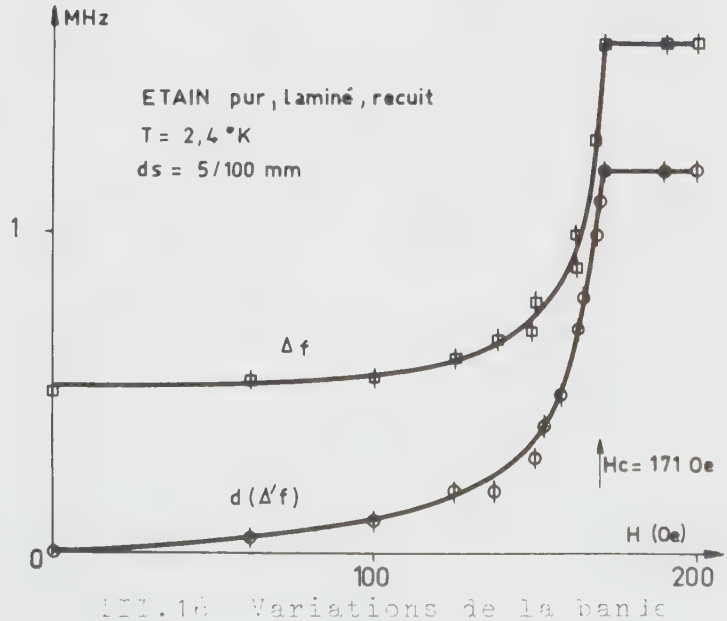
/...



III.14 Ligne microruban montée en guide d'ondes.



III.15 Relation entre le couplage d'un résonateur λg/2 monté en guide et sa bande passante.



III.16 Variations de la bande passante et de la fréquence de résonance d'un résonateur λg en étain monté en guide en fonction du champ magnétique.

$\frac{\ell_1}{L_1}$.

En effet $\frac{\ell_1}{L_1}$ et Δf sont reliés par les relations classiques :

$$\frac{\ell_1}{L_1} = \frac{4\beta_1}{(1+\beta_1)^2} \qquad \text{(III.23)}$$

$$\Delta f = \Delta fo \frac{1+\beta_1}{2\beta_1} \qquad \text{(III.24)}$$

β_1 étant le coefficient de couplage du résonateur et

Δfo la valeur de Δf pour $\beta_1 = 1$.

La variation de résistance de surface est alors donnée par :

$$dR = 2d \frac{1}{1 - \sqrt{1 - \frac{\ell_1}{L_1}}} \qquad \text{(III.25)}$$

La fig. n° III.15 représente la relation entre $\frac{\ell_1}{L_1}$ et Δf déduite des formules (III.23) et (III.24) et les points expérimentaux correspondants à une couche de plomb ($d_s = 2\mu$) pour différentes valeurs de la température et du champ magnétique. On voit ainsi que l'accord avec la théorie est satisfaisant. La fig. n° III.16 montre les résultats obtenus avec ce montage sur une bande d'étain pur laminée et recuite. Les variations observées entre H=0 et H_c sont en accord avec les valeurs admises pour l'impédance de surface de l'étain à 4 GHz (28).

III - STRUCTURES DE FILTRES

1) Structure en "croix" (36)

Ce circuit a été choisi pour mettre facilement en évidence des coefficients de surtension dans la gamme $10^3 - 10^6$, en n'ayant à mesurer que des atténuations relativement faibles, ceci pour obtenir une précision meilleure. La structure utilise un effet de compensation de réactance entre deux résonateurs en

/...

$\lambda g/4$, ouverts aux extrémités et placés en dérivation sur le conducteur central d'une ligne triplaque d'impédance caractéristique 50Ω, comme le montre la photo n° III.17. Les longueurs des deux résonateurs diffèrent légèrement d'une quantité Δl (soit $l = lo \pm \frac{\Delta l}{2}$). Si l'on néglige, en première approximation, l'effet des discontinuités des lignes à la jonction en croix, on peut calculer par la théorie classique des lignes de transmission, la courbe théorique d'atténuation en fonction de la fréquence A (F) du circuit placé entre un générateur et un détecteur adaptés à 50Ω. Le principe du calcul est indiqué sur la fig. n° III.18. La courbe A(F) (voir fig. n° III.19) présente deux maxima et un minima du voisinage de la fréquence correspondant à $l_o = \lambda g/4$. Avec des résonateurs dont la surtension propre Qo est infinie, on trouve deux pôles d'atténuation F_1 et F_2 séparés en valeur relative de la quantité $2 (F_1-F_2) / (F_1+F_2) \simeq \frac{\Delta l}{lo}$ et une fréquence non atténuée $F_o \sim \frac{F_1+F_2}{2}$. Pour $|F-Fo| << |F_1-F_2|$, la courbe A(F) est identique à celle d'un seul résonateur et autour de Fo, on trouve une bande passante ΔF à 3dB (A=3dB) telle que :

$$\frac{Fo}{\Delta F} \simeq \frac{4}{\pi} \left|\frac{lo}{\Delta l}\right|^2 = Q_G \qquad \text{(III.26)}$$

La surtension "géométrique" Q_G ainsi définie intervient dans l'expression du minimum d'atténuation A_o, non nul, lorsque la surtension propre Q_o des résonateurs n'est pas infinie. On trouve :

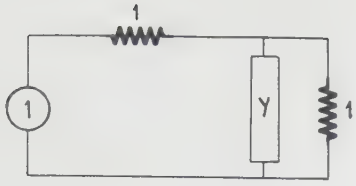
$$Ao = \left(1 + \frac{Q_G}{Q_o}\right)^2 \qquad \text{(III.27)}$$

La bande passante à 3 dB (A-Ao=3 dB) est alors telle que :

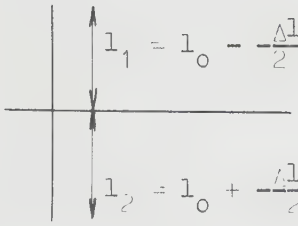
$$\frac{\Delta F}{Fo} = \frac{1}{Q_G} + \frac{1}{Q_o} \qquad \text{(III.28)}$$

On a négligé les pertes par radiation, Le principe de réalisation de la ligne triplaque en bilame N.S. est donné sur la fig. n° III.20. Dans la plupart de nos circuits, nous avons

/...



$$4\,A(F) = \left| 2 + \frac{\mathrm{ch}\gamma(l_1 + l_2)}{\mathrm{ch}\gamma l_1 \; \mathrm{ch}\gamma l_2} \right|^2$$



$$l_1 = l_o - \frac{\Delta l}{2} = l_o(1 - \epsilon) \qquad \gamma l_i = (\alpha + j\beta) l_i = \alpha l_i + j \frac{\pi}{2} \frac{F}{F_i}$$

$$l_2 = l_o + \frac{\Delta l}{2} = l_o(1 + \epsilon) \qquad \alpha l_i = \frac{\pi}{4Q_i} \qquad F_i = \frac{C}{4 l_i \sqrt{\epsilon_r}} \qquad F_o = \frac{F_1 + F_2}{2}$$

$$i = 1,2$$

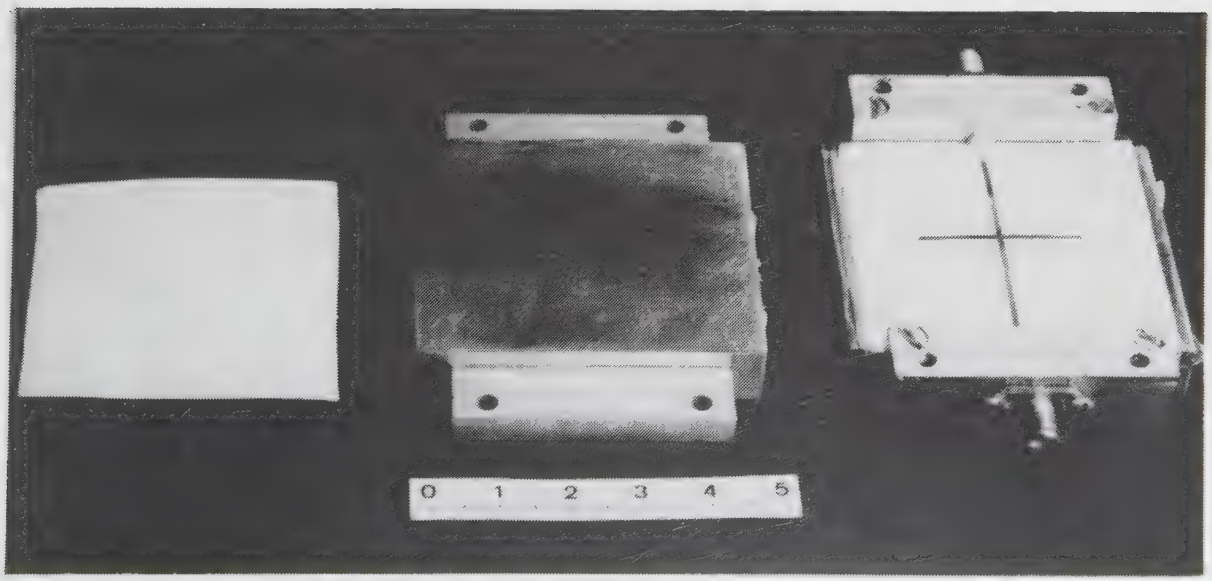
$$\text{Si } \epsilon \ll 1 \; ; \; q = \frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_2} \ll 1$$

$$A_o(F_o) = \frac{4}{\pi^2} \left[\frac{q + 2\pi\epsilon^2}{\frac{q^2}{4} + 4\epsilon^2} \right]^2$$

$$\text{Si } Q_o < Q_G = \frac{1}{\pi\epsilon^2} \ll Q_o^2 : A_o(F_o) = \left[1 + \frac{Q_G}{Q_o} \right]^2$$

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_o} + \frac{1}{Q_G}$$

III.18 Principe du calcul de l'affaiblissement d'une structure en croix.



III.17 Vue éclatée d'un filtre supraconducteur sélectif à couche mince.

choisis l=0,17 mm et lo=12 mm. Les circuits évaporés sur mylar sont placés entre deux feuilles de téflon ($\varepsilon_r \neq 2,1$; $tg\delta < 10^{-3}$ à 4,2°K) et deux plans de masse réalisés de la même façon. Dans certains cas (mesures sur les couches In-Bi : voir ci-dessous), les plans de masse ont été réalisés avec des feuilles de plomb pur laminées et recuites, dont on peut supposer l'impédance de surface constante en dessous de 4,2°K et pour des champs magnétiques $H \lesssim 300$ oe.

Le système est fixé dans une coquille de laiton et suspendu dans un cryostat ; l'accès au circuit se fait au moyen de câbles coaxiaux miniatures (diamètre extérieur 3,6 mm). L'affaiblissement de l'ensemble est mesuré par une méthode de comparaison classique (fig. n° III.21). L'affaiblissement dans la structure proprement dite est obtenue en retranchant les pertes des coaxiaux d'accès, mesurées séparément. La puissance à l'entrée est limitée à environ 100µw pour éviter les effets non linéaires dans les couches. Cette limitation s'explique par le fait qu'au voisinage de F_o des courants très intenses existent à la jonction des deux lignes quart d'onde ; ces courants sont environ Q fois supérieurs au courant dans la ligne de sortie et peuvent dépasser le courant critique du supraconducteur.

Une courbe A(F) mesurée typiquement est représentée sur la fig. n° III.22, avec une partie détaillée montrant les pertes et le taux d'ondes stationnaires au voisinage de la fréquence passante F_o. Cette courbe A(F) est plus dissymétrique par rapport à F_o que ne le laisse prévoir le modèle précédent des deux résonateurs.

Théorie plus approchée. La jonction en croix peut être en fait représentée par une matrice de répartition $\overline{\overline{S}}$, telle qu'on peut la déduire par transformations conformes (37) de celle d'une jonction à 4 guides d'ondes (voir principe du calcul : fig. n° III.23). Cette matrice de répartition contient des termes qui sont réels et simples lorsque la largeur équivalente b des lignes (37) est négligeable devant la longueur d'onde guidée λ_g, mais qui deviennent complexes lorsque $b/\lambda g \neq 0$, ce qui modifie les fré-

/...

quences de résonance tout en introduisant le paramètre supplémentaire largeur de ligne. En fermant la branche de sortie sur son impédance caractéristique et en affectant aux deux branches résonateurs des coefficients de réflexion ρ qui peuvent tenir compte des capacités de bout, on obtient sur calculateur le coefficient de transmission entrée-sortie en fonction de la fréquence (fig. n° III.24) : avec $Q_G = 3.180$; $Q_o = 10.000$ et $\rho=1$, on trouve une courbe A(F) très voisine des courbes mesurées sur l'étain avec $\Delta l/l_o = 0{,}23$ mm/12mm (fig. n° III.22). En prenant $\rho = e^{-j\mu}$ (μ réel petit) on obtient une courbe sensiblement déduite de la précédente par une translation sur les fréquences, ce qui revient à substituer aux capacités de bout un petit allongement des résonateurs.

Influence d'un champ magnétique. Les équations (III.27) et (III.28) montrent que Ao et $(\Delta F)^2$ sont reliés par une relation linéaire :

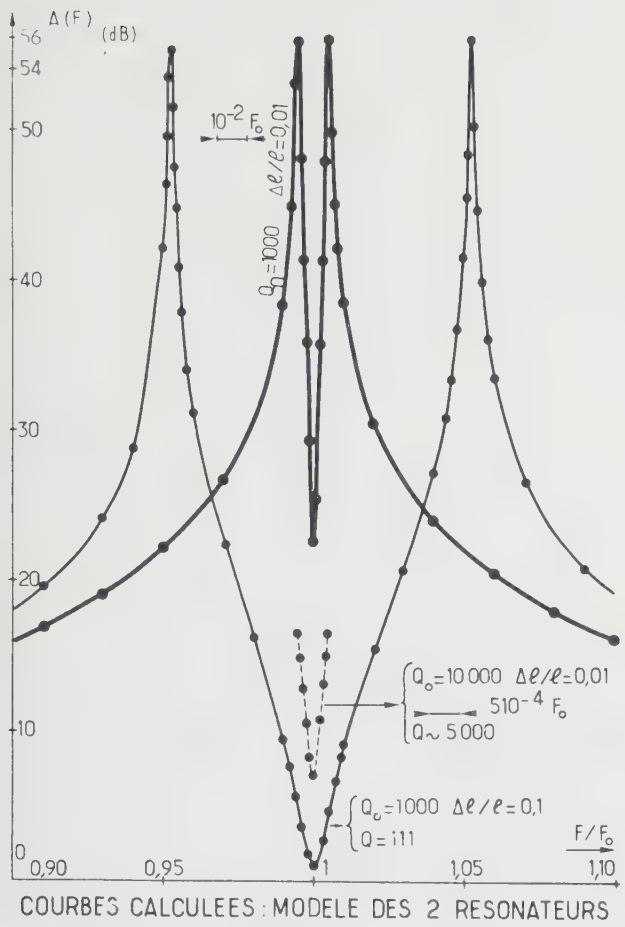
$$Ao = \left| \frac{\Delta F}{Fo} \cdot Q_G \right|^2$$

Or, on peut faire varier les pertes par application d'un champ magnétique. Les résultats sont montrés sur la fig. n° III.25 pour une cellule Pb-Sn. On voit que la relation linéaire est bien obéie ; le coefficient de proportionnalité est approximativement égal à celui que l'on peut déduire des valeurs de Δl mesurées à température ambiante mais les contractions au refroidissement sont telles qu'un accord précis est impossible. De plus, la constante diélectrique du téflon peut présenter une certaine dispersion.

2) Mesures sur les couches In-Bi (38)

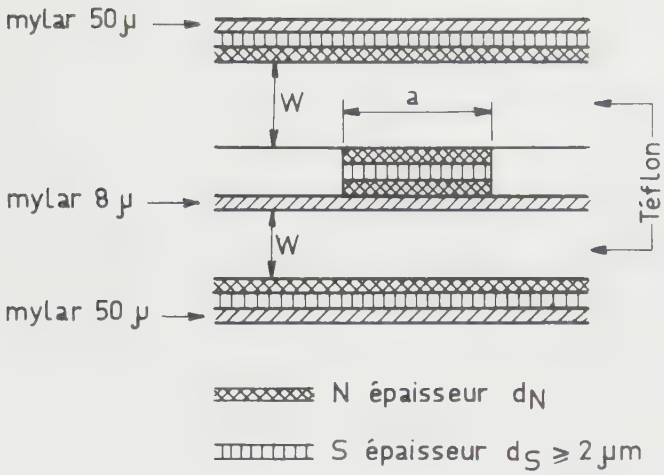
Pour tester la validité de cette approche expérimentale en la comparant à des mesures plus classiques de résistance de surface nous avons réalisé des lignes triplaques dont le conducteur central est une couche mince d'alliage In-Bi en croix.
La fig. n° III.26 donne un exemple des variations, en fonction d'un champ magnétique continu de l'affaiblissement $A_o(F_o)$ et de la fréquence passante centrale F_o d'un filtre réalisé avec ce type de ligne.

/...

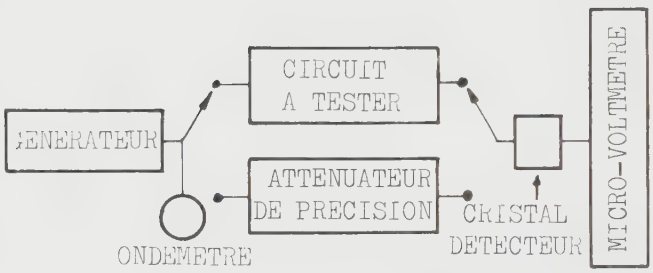


COURBES CALCULEES : MODELE DES 2 RESONATEURS

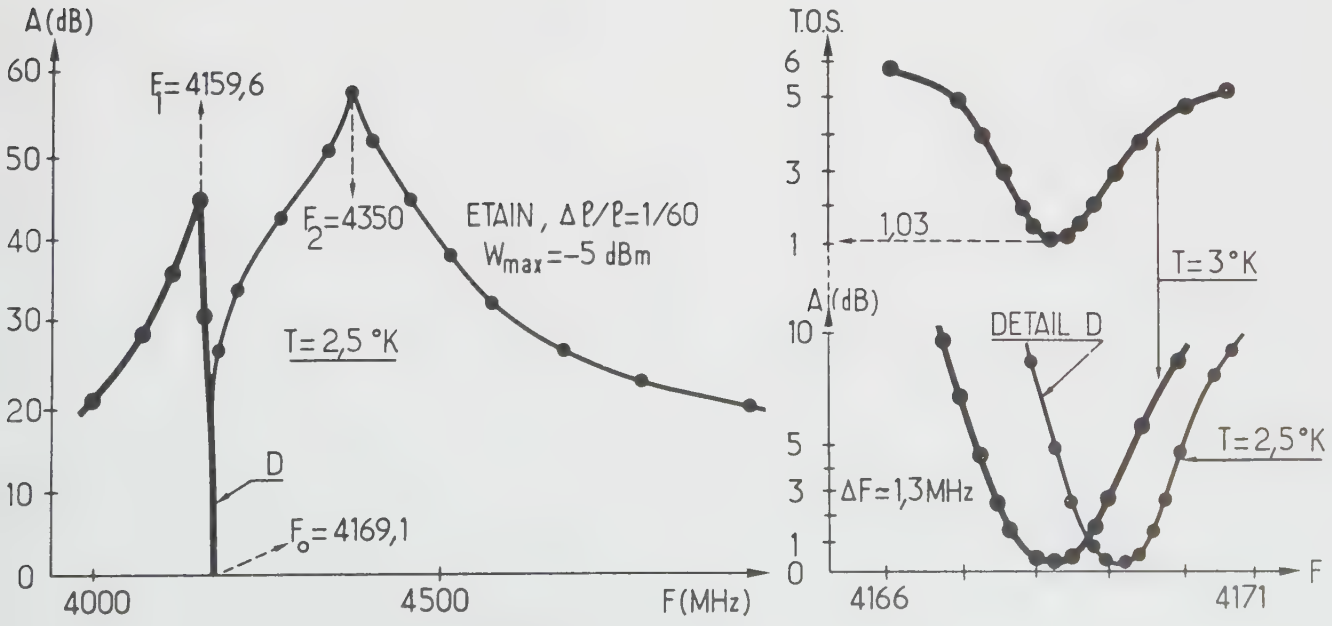
III 19



III.20 Réalisation pratique d'une ligne.

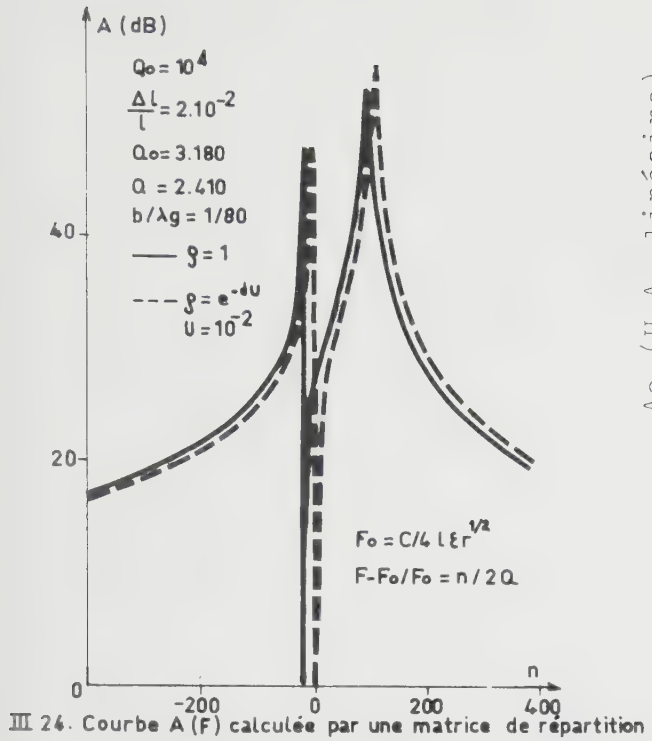


III.21 Montage hyperfréquence.

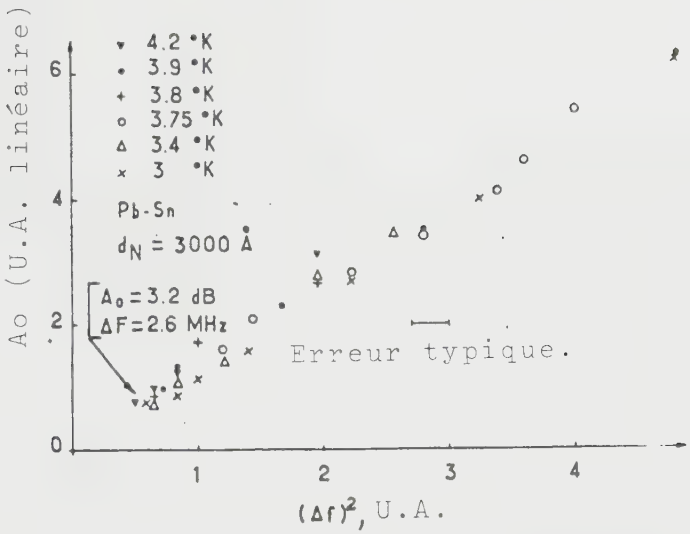


COURBES DE REPONSE TYPIQUES

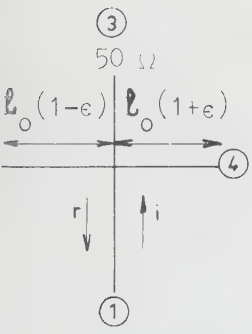
III 22



III 24. Courbe A (F) calculée par une matrice de répartition



III.25 Relation entre l'affaiblissement et la bande passante des structures en croix.



$$\tilde{E}_r = \bar{S}\,\tilde{E}_i$$

$$E_{i2} = \rho_2 E_{r2} \qquad S = \begin{vmatrix} ABCB \\ BABC \\ CBAB \\ BCBA \end{vmatrix}$$

$$E_{i4} = \rho_4 E_{r4}$$

$$E_{i3} = 0$$

$$A \simeq -\frac{1}{2} + j\,\frac{\beta b}{\pi}$$

$$B \simeq -\frac{1}{2} - 0{,}6\,j\,\frac{\beta b}{\pi}$$

$$C \simeq -\frac{1}{2} - 1{,}4\,j\,\frac{\beta b}{\pi}$$

$$\rho_2 = \rho_{02} \exp\left[-\frac{\pi}{2Q_o}(1-\epsilon)\right] \exp\left[-j\pi(1+x)(1-\epsilon)\right]$$

$$\rho_4 = \rho_{04} \exp\left[-\frac{\pi}{2Q_o}(1+\epsilon)\right] \exp\left[-j\pi(1+x)(1+\epsilon)\right]$$

ρ_{02}

COEFFICIENTS DE REFLEXION AUX EXTREMITES

ρ_{04}

$$\epsilon = \frac{\Delta l}{2l_o} \quad ; \quad x = \frac{F-F_o}{F_o} \quad ; \quad \beta = \frac{2\pi}{\lambda g} \qquad b = 2W\,\frac{K(k)}{K(\sqrt{1-k^2})} \qquad k = \text{th}\,\frac{\pi a}{4W}$$

K (k) : Fonction elliptique

$$\text{CALCUL DE } A(F) = \left|\frac{E_{i1}}{E_{r1}}\right|$$

III.23 Principe du calcul de l'affaiblissement des cellules en croix en utilisant une matrice de répartition $\bar{S}$.

Ces courbes mettent bien en évidence le champ H_{FE} correspondant à l'entrée du premier vortex dans la couche et les valeurs de $H_{FE}(T)$ obtenues par notre méthode sont en accord avec celles du groupe d'Orsay (39,40) comme le montre la fig. n°III.17. Cependant, nous n'avons pas pu mettre clairement en évidence l'existence de pics d'absorption au voisinage du champ critique. Ceci peut être dû, soit au manque de sensibilité de la méthode pour des absorptions importantes soit au fait que les conditions imposées au champ radiofréquence ne sont pas les mêmes dans les expériences de Waysand et les nôtres ; dans notre cas, la répartition du champ hyperfréquences dans la couche mince est totalement antisymétrique et le couplage du champ aux modes excités du réseau de vortex doit alors être moindre.

3) Filtres capacitifs

Etant donné les courants intenses circulant dans la croix, les résultats des expériences en champ magnétiques obtenus avec ces circuits peuvent présenter certaines difficultés d'interprétation. Nous avons donc réalisé des circuits résonants couplés par capacité (41,42) (voir fig. n° III.28), dont l'avantage est une répartition simple des champs électromagnétiques. Le circuit central à une longueur $l = \frac{\lambda_g}{2}$ à la fréquence F_o. Les valeurs des capacités de couplage en fonction de la largeur S de la coupure dans la bande centrale, sont données en particulier dans la référence (42).

L'affaiblissement à la fréquence de résonance et la bande passante se calculent de façon classique par mise en chaîne de quadripoles (matrice de chaine $\overline{\overline{K}}$). Si l'on suppose la perturbation apportée par le couplage capacitif, faible, la fréquence de résonance est voisine de Fo ($f_o = \frac{F_{res} - Fo}{Fo} \ll 1$) et si l'on pose :

$$Q_G = \frac{2}{\pi f_o^2} = \frac{1}{8\pi Z_c^2 C^2 F_o^2} \qquad \text{(III.29)}$$

l'affaiblissement, minimum pour $f = \frac{F-Fo}{Fo} = f_o$ est

$$A_{min} = 1 + \frac{Q_G}{Q_o} \qquad \text{(III.30)}$$

/...

si Q_o est la surtension propre du résonateur en $\lambda g/2$.

La bande passante à 3 dB ($A-A_{min} < 3dB$) correspond à un coefficient de surtension Q tel que :

$$\delta f = f - f_o = \frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_o} + \frac{2}{Q_G} \qquad \text{(III.31)}$$

Dans nos réalisations expérimentales, nous avons généralement choisi une largeur de coupure S = 0,3 mm, ce qui correspond à $Q_G \simeq 3.10^3$. L'impédance caractéristique de la ligne est toujours 50 Ω. Pour tester les considérations théoriques précédentes, nous avons réalisé des filtres en étain pur épais ($d_s > 2\mu$), Soient : A_N, A_S, A_O les valeurs des affaiblissements minima mesurés respectivement à T_C, à T variable et pour la température la plus basse possible, et soient R_N, R_S et R_O (résistance résiduelle) les résistances de surface correspondantes. La formule (III.30) montre que le rapport $\frac{R_S}{R_N}$ est donné par :

$$\frac{R_S}{R_N} = \frac{A_S-A_O}{A_N-A_O} + \frac{R_O}{R_N}\,\frac{A_N-A_S}{A_N-A_O} \qquad \text{(III.32)}$$

Si l'on admet que la variation de $\frac{R_S}{R_N}$ est représentée par la formule empirique (43) :

$$\frac{R_S}{R_N} = \frac{R_O}{R_N} + g\,(F)\;\Phi\,(t) \qquad \text{(III.33)}$$

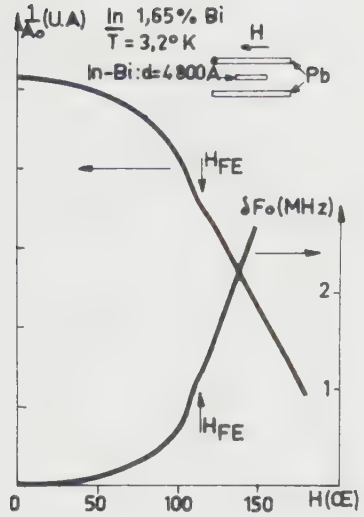
$$\text{avec : } \Phi\,(t) = \frac{t^4(1-t^2)}{(1-t^4)^2} \qquad \text{(III.34)}$$

on voit que :

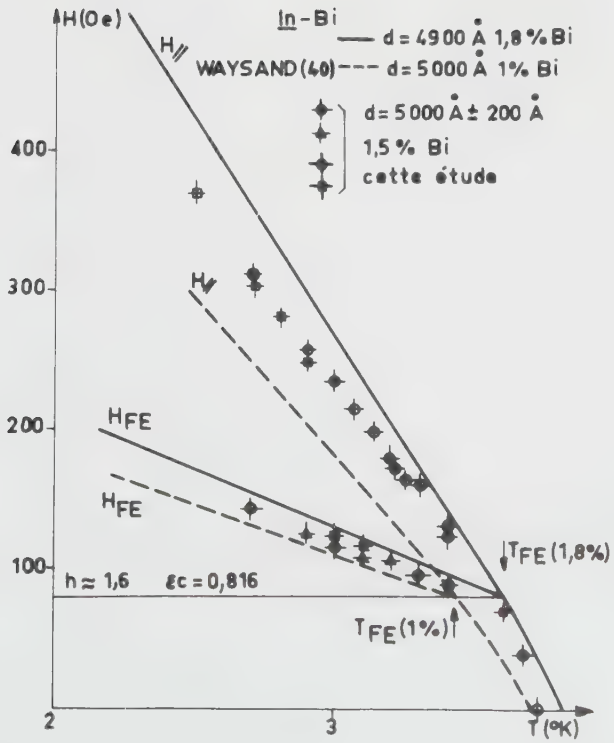
$$\frac{A_S-A_O}{A_N-A_O} = \frac{g\,(F)\,\Phi\,(t)}{\left|1 - \frac{R_O}{R_N}\right|} \qquad \text{(III.35)}$$

• La fig. n° III.29 montre bien que la relation expérimentale entre $\frac{A_S-A_O}{A_N-A_O}$ et $\Phi\,(t)$ est linéaire. La valeur de g (F) que l'on en déduit si l'on suppose $\frac{R_O}{R_N} \ll 1$ est $g\,(F)=7,8.10^{-3}$ en accord avec les valeurs expérimentales classiques (43).

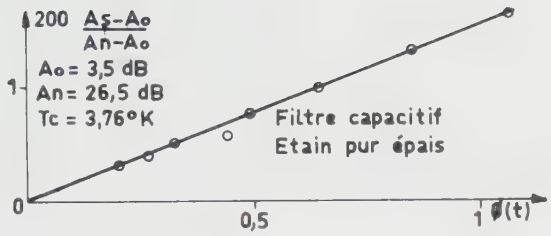
/...



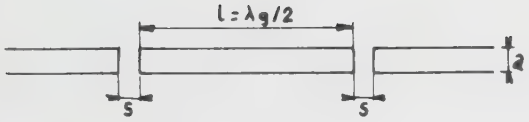
III.26 Filtre à âme en In-Bi : variations de A_o et δF_o en fonction du champ magnétique.

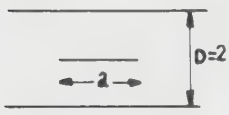


III.27 Champ critique et champ d'entrée du premier vortex dans les couches d'In-Bi.

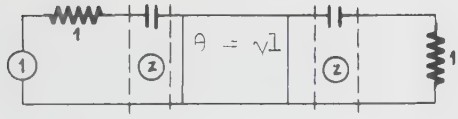


III.29 Affaiblissement normalisé d'un filtre capacitif en étain en fonction de $\phi(t) = \frac{t^4 (1 - t^2)}{(1 - t^4)^2}$





a = 1mm
D = 1mm
S = 0,3mm
l = 7mm
F_o = 4 GHz



$$z = \frac{1}{jC\omega} \qquad \frac{1}{Z_C} = -j \left[\frac{D}{\lambda_g} \operatorname{Log} \coth \frac{\pi S}{2D}\right]^{-1}$$

$$\theta = \gamma l = \frac{\pi}{2Q_o} + j \frac{F}{F_o} \qquad f = \frac{F - F_o}{F_o}$$

$$K = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ch\,\theta & sh\,\theta \\ sh\,\theta & ch\,\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$4A = 2e^{\theta}(1 + z) + z^2 sh^2\theta$$

Si $Q_o \gg 1$; $f \ll 1$; $|z| \gg 1$

A est minimum pour $f - f_o = -4 c Z_c F_o$

avec $Q_G = \frac{2}{\pi f_o^2}$

$$= f - f_o = \frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_o} + \frac{2}{Q_G}$$

a

cel- du calcul de l'affaiblissement d'un apacitif par une mise en chaîne de les.

IV - CONCLUSIONS

Nous avons donc développé nos méthodes expérimentales dans deux directions complémentaires.

a) nous avons mis au point un spectromètre de précision que nous avons utilisé avec un résonateur diélectrique plaqué sur les couches à mesurer, mais dont la partie électronique pourrait être employée avec tout autre type de cavité. Cet appareil permet des mesures très sensibles de petites variations d'impédance de surface mais il est d'un réglage assez délicat. L'utilisation de cavités diélectriques limite les mesures de variations d'impédance de surface en fonction de la température, au voisinage de Tc ; à température constante, le montage peut être facilement utilisé pour des mesures en fonction du champ magnétique. La variation rapide des constantes diélectriques du rutile avec la température rend le montage peu utilisable au dessus de 4,2°K.

b) nous avons développé une technique de résonateurs en lignes de transmission microruban et triplaque. Ceux-ci présentent par rapport aux cavités diélectriques, l'avantage d'une répartition bien connue des champs et des courants hyperfréquences. La méthode de mesure point par point utilisée avec ces résonateurs est d'une extrême simplicité, mais a évidemment une sensibilité moindre que celle du spectromètre. Les cellules de filtres en croix, utilisées chronologiquement les premières, se prêtent bien à la mise en évidence de coefficients de surtension élevés, mais les courants importants circulant au centre de la croix et le faisant transiter à l'état normal sous l'action d'un champ magnétique perturbent légèrement les mesures en champ faible. Cet inconvénient n'existe pas avec les filtres à couplage capacitif dont la réalisation technologique est également plus simple. Les circuits coaxiaux utilisés à l'entrée et la sortie ayant une bande passante très large, on pourrait d'ailleurs faire commodément des mesures à un nombre discret de fréquences, harmoniques de celle utilisée dans cette étude.

/...

Il est néanmoins nécessaire, pour terminer, de mentionner que les lignes triplaques peuvent présenter un inconvénient. Leur conducteur central est en fait un trilame NSN. Or certains systèmes comme Pb-Cu, peuvent présenter des anomalies de cristallisation (2-62). La qualité de l'interface et le libre parcours moyen ℓ_N peuvent alors être différents sur les deux côtés du conducteur central, ce qui risque de compliquer l'interprétation de certaines mesures d'effets de proximité.

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

PREMIERE PARTIE : SYSTEME Sn-Au (50)

II - ETUDE METALLURGIQUE DE L'INTERFACE Sn-Au

Le problème de l'interdiffusion et de la formation de composés intermétalliques entre l'or et l'étain en relation avec les effets de proximité a déjà été traité dans la référence (1). Nous pouvons noter les points suivants spécifiques de nos expériences.

1) Nous avons utilisé des échantillons d'étain massif monocristallin recouverts d'une couche mince d'or. Des diagrammes de diffraction de rayons X faits sur ces échantillons et cela après un vieillissement de deux mois à température ambiante n'ont pas révélé la formation de composés intermétalliques. Ces diagrammes ne montrent que les raies de l'or et les taches caractéristiques du monocristal (voir figure n° IV.1). Puisque l'on observe la raie de l'or d'intensité la plus faible (6 % de l'intensité de la raie la plus forte), si les composés intermétalliques étaient présents, leur proportion serait inférieure à environ 10 % de la quantité d'or. On peut noter aussi que les expériences de Feder et Berry (44) sur le couple Cu-Au (couches minces déposées sur verre à température ambiante $d_{Cu} = 6.000$ Å, $d_{Au} = 2.000$ Å) ont montré qu'à température ambiante seules les raies de Cu et Au sont visibles, les raies des composés intermétalliques n'apparaissant que si l'on chauffe l'échantillon. Dans notre cas, la température de l'étain pendant l'évaporation d'or était voisine de l'ambiante et nous avons systématiquement conservé nos échantillons à 77°K avant de les monter dans le spectromètre.
2) Des examens à lamicrosonde de Castaing sur la tranche de ces mêmes échantillons vieillis, n'ont pas permis de mettre en évidence une diffusion ; cependant, la résolution spatiale limitée de la méthode ne permet pas de conclure avec certitude.
3) Des examens en diffraction électronique par réflexion sur des bilames évaporés montrent par contre la présence de composés intermétalliques comme l'ont observé Klokholm et Chiou (45) alors qu'ils ne sont pas visibles sur nos échantillons massifs.

/...

La différence de comportement entre les bilames évaporés et nos échantillons d'étain monocristallin doré est compréhensible : à température ambiante, la diffusion se fait préférentiellement le long des frontières de grains et non en volume. D'une façon assez générale, comme Neugebauer (46) l'a montré, l'énergie d'activation E de la constante de diffusion $D = D_o \exp\left(\frac{-E}{RT}\right)$ est moitié moindre pour les couches minces que pour les matériaux massifs : 20 Kcal/mole contre 40 Kcal/mole.

A notre connaissance, aucune mesure de diffusion n'a été faite sur le couple Au-Sn. On peut encore prendre Au-Cu comme élément de comparaison. Gonzalez (47) a noté que la solubilité était plus élevée le long des frontières de grains : Cu et Au peuvent s'allier à T ∿ 150°C pendant la déposition de Cu sur Au alors que la solubilité des matériaux massifs est négligeable à cette température. Chatterjee et Fabian (48) ont montré que pour ce système l'énergie d'activation était de 42 Kcal/mole pour la diffusion en volume comparée à 20 Kcal/mole pour la diffusion aux joints de grain, ce qui est en accord avec les valeurs citées par Neugebauer.

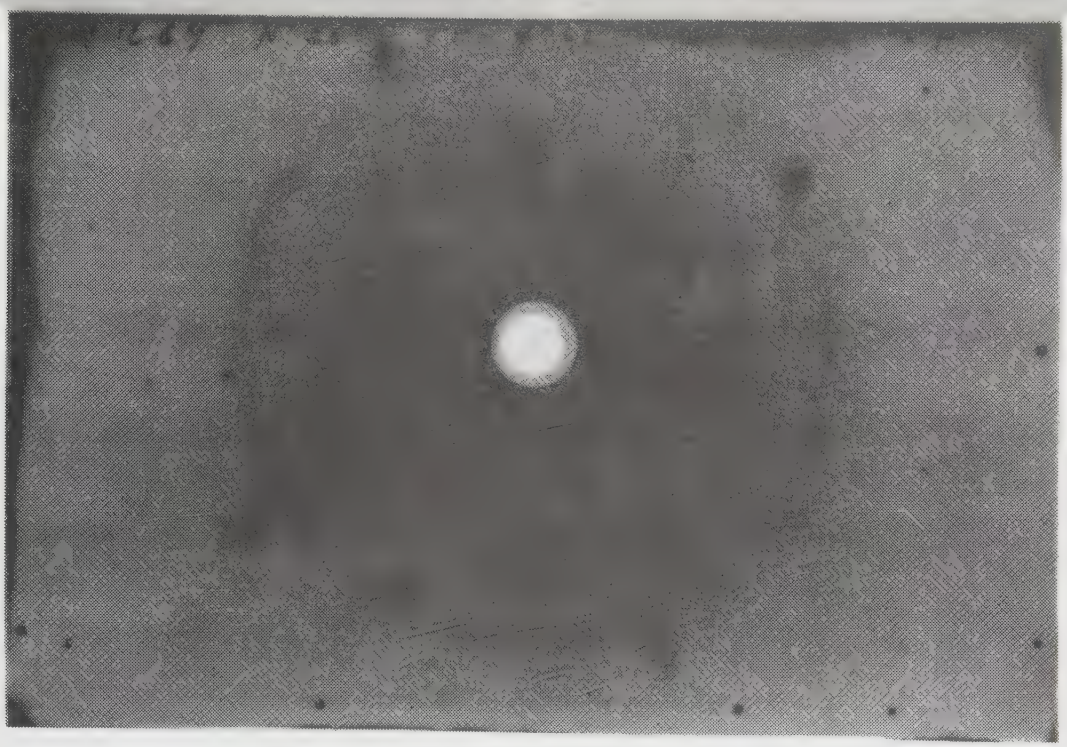
Si on peut donc admettre qu'il n'y a pas de formation de composés intermétalliques dans nos échantillons, les effets de la diffusion sont néanmoins sensibles. La température critique T_{CNS} décroît si d_N augmente (voir tableau n°IV.1 ci-dessous). Compte tenu du fait que nous avons un supraconducteur massif, ceci ne peut s'expliquer par les effets de proximité mais peut être dû à la diminution de ℓ_S par diffusion de l'or dans l'étain. L'effet du libre parcours moyen sur la T_C d'alliages de solutés divers dans l'étain a été étudié par Serin et collègues (49). Si l'on utilise leur relation générale entre la variation relative de T_C et $\frac{\xi_o}{\ell_S}$ pour des solutés électropositifs par rapport à l'étain on peut en déduire une estimation de ℓ_S (voir tableau n° IV.1).

d_N (Å)	0	150	300	500	700	1000
$\Delta T_C \times 10^2$ (°K)	0	0	2	2	3	6
ℓ_S (μ)			1,35	1,35	0,9	0,33

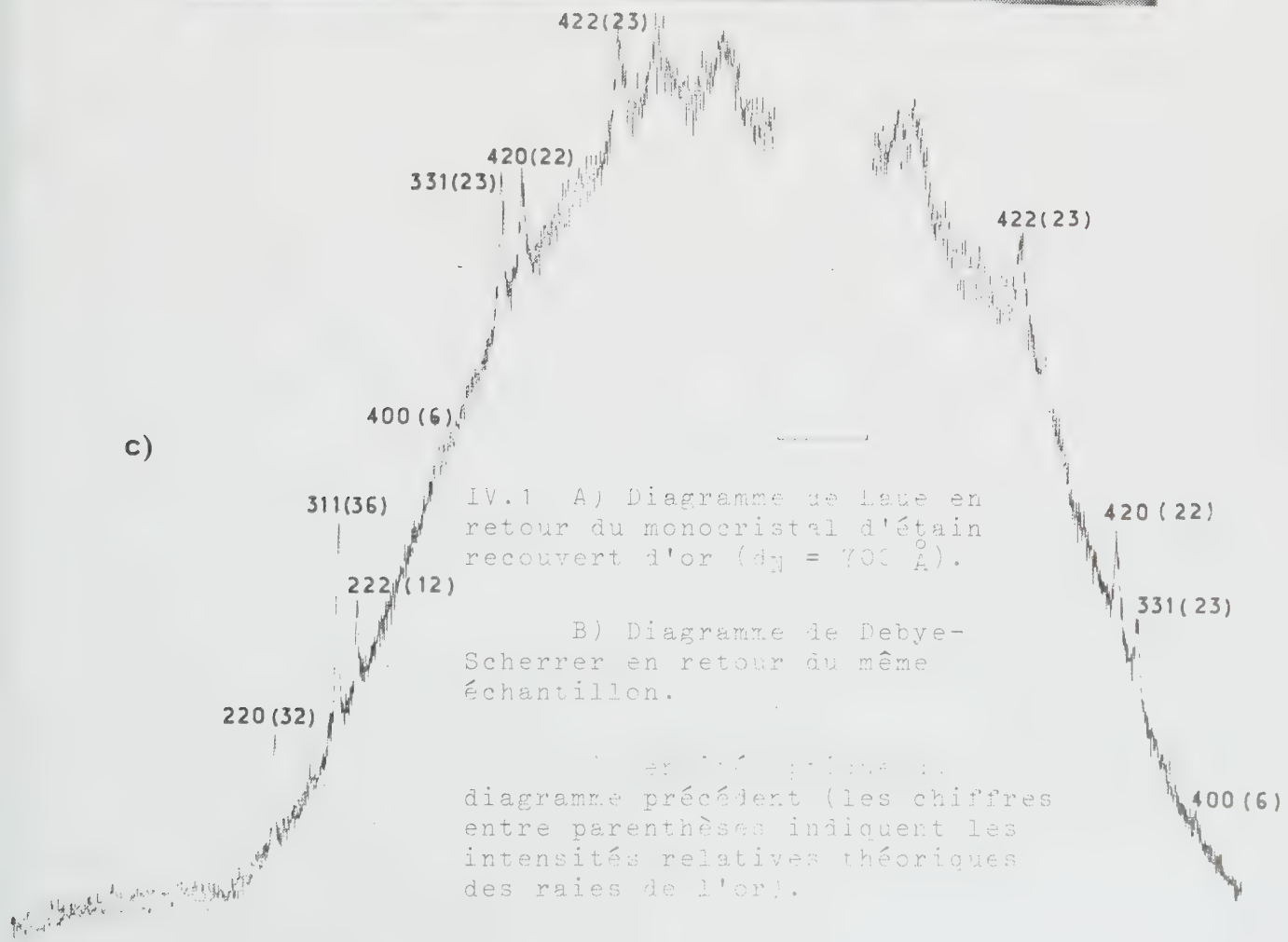
TABLEAU N° IV-1

/...

b)



a)



c)

IV.1 A) Diagramme de Laue en retour du monocristal d'étain recouvert d'or (d_{Au} = 700 Å).

B) Diagramme de Debye-Scherrer en retour du même échantillon.

[illegible] diagramme précédent (les chiffres entre parenthèses indiquent les intensités relatives théoriques des raies de l'or).

Puisque numériquement l'épaisseur de peau extrême anormale à 4 GHz est $\delta_\infty \simeq \xi_o = 2300$ Å, on voit que l'effet de peau dans l'étain est encore très anormal. Ceci est en accord avec le fait que l'hypothèse d'un effet de peau normal dans l'étain ne conduit pas à des résultats corrects pour la réactance de surface (paragraphe III ci-dessous).

De plus Duffy (53) a été capable de diminuer l'écart $T_{CNS}-T_{CS}$ de bilames Sn-Au évaporés à température ordinaire par dissolution chimique d'une partie de l'or. Les phénomènes observés ne sont donc pas dus uniquement à la diffusion. D'autre part, puisque nos couches d'or d'épaisseur faible sont déjà "sales", la diffusion de l'étain dans l'or n'est pas gênante pour la détermination de ℓ_N : les valeurs de ℓ_N déduites du rapport de résistivité résiduelle d'échantillons témoins et de l'étude de la résistance de surface sont concordantes : $\ell_N \sim 230$ Å.

Comme nous le verrons ci-dessous, les résultats obtenus pour la résistance de surface sont compatibles avec une valeur de $p\frac{\ell_S}{\ell_N} \simeq 10^2$ où p est le coefficient de transmission de l'interface ; on voit que la couche d'oxyde qui pourrait se former sur l'étain entre la fin du polissage électrolytique et l'évaporation d'or (annexe II) n'interdit pas les effets de proximité. Malheureusement, la théorie (annexe I) n'est pas très sensible à la valeur exacte de $p\frac{\ell_S}{\ell_N}$ et ne permet pas de déterminer p et ℓ_S séparément.

Nous avons regroupé dans le tableau n° IV-2 toutes les valeurs de p données dans la littérature pour différents couples de métaux en même temps que leurs solubilités mutuelles. La valeur de p peut dépendre de l'ordre dans lequel sont évaporés les métaux (anomalies de cristallisation ou éventuellement adsorption ou présence d'oxydes). On voit qu'une solubilité élevée a tendance à augmenter les valeurs de p. Le seul système où existent des composés intermétalliques est In-Au ; les expériences correspondantes sont celles de Feder et Mac Lachlan (54); il est difficile d'en tirer une conclusion car la qualité de leur interface est mauvaise, l'or étant obtenu par électrodéposition sur l'indium.

/...

TABLEAU N° IV-2

Système	Solubilités en % atomiques d'après Hansen (58)	Coefficient de transmission p de l'interface	Observations et méthode de détermination
Pb-Ag	Ag dans Pb : 0,04 Pb dans Ag : 0,35	0,1 à 0,25	Effet Tunnel (57) ; évaporation à température ambiante.
Pb-Cu	Cu dans Pb : 0,06 Pb dans Cu : 0,09	$\sim$ 0,1 $\gtrsim$ 0,5	- Effet tunnel (56) ; évaporation à température ambiante. - Hyperfréquences (2)
Pb-Cd	Cd dans Pb : 0,7 Pb dans Cd : 0,06	0,1 $\sim$ 0,15	D'après (57) Effet Tunnel Evaporation sur substrat refroidi.
Pb-Sn	Sn dans Pb : 0,3 Pb dans Sn : 0,17	$\sim$ 0,5	Effet Tunnel (56) ; évaporation à température ambiante.
In-Au	In dans Au : 7 Au dans In : ? Composés intermétalliques	$\gtrsim$ 0,1	D'après (54) en utilisant la théorie de Zaitzev pour calculer les champs de retard à la condensation ; Au déposé électrolytiquement sur In, donc mauvais contact.
Sn-Au	Sn dans Au : 4 Au dans Sn : 0,3 Composés intermétalliques	> 0,2	Nos résultats sur Sn massif. Valeurs typiques : $\ell_S = 1{,}35\mu$) $\ell_N = 220$ Å) $p \frac{\ell_S}{\ell_N} = 60$ $p = 1$)

Valeurs du coefficient de transmission p à l'interface.

En conclusion, nous pensons avoir montré que les précautions expérimentales (emploi d'étain monocristallin et échantillons conservés le moins longtemps possible à température ambiante) permettent d'éviter la formation des composés intermétalliques. La diffusion n'interviendrait alors que pour modifier le coefficient de transmission de l'interface en l'améliorant.

II - EFFETS DE PROXIMITE A L'ETAT NORMAL ET THEORIE DE MEISSNER

Ces effets s'introduisent lorsque nous voulons calculer l'impédance de nos échantillons plaqués, l'étain étant à l'état normal. Nous supposerons :

a) - Un effet de peau extrême anormal dans l'étain dont l'impédance de surface s'écrit :

$$Z_{Sn} = \mu_o \omega \frac{\delta_\infty}{2} (1 + j\sqrt{3}) \qquad \text{(IV-1)}$$

b) - Un effet de peau normal dans l'or dont l'impédance de surface pour un matériau semi-infini serait :

$$Z_N = \mu_o \omega \frac{\delta_N}{2} (1 + j) \qquad \text{(IV-2)}$$

avec

$$\delta_N = \left(\frac{2}{\mu_o \sigma_N \omega}\right)^{1/2} \qquad \text{(IV-3)}$$

L'impédance du matériau plaqué est (1), en posant $Z_o = \frac{Z_{Sn}}{Z_N}$

$$Z_e = Z_N \frac{(Z_o + 1) + (Z_o - 1)e^{-\frac{2(1+j)d_N}{\delta_N}}}{(Z_o + 1) - (Z_o - 1)e^{-\frac{2(1+j)d_N}{\delta_N}}} \qquad \text{(IV-4)}$$

soit, en posant $x = \frac{\delta_N}{d_N}$ et $y = \frac{\delta_\infty}{d_N}$

$$Z_e = \mu_o \omega \frac{d_N}{2} \left[r_e(x,y) + j\, x_e(x,y) \right] \qquad \text{(IV-5)}$$

r_e et x_e étant deux fonctions réelles de x et y que nous avons tabulées.

Utilisant l'analyse précédente et un modèle d'électrons libres, MEISSNER (1,51) a montré que la conductivité effective en hyperfréquences de l'or σ_{eff} (qui doit être utilisée à la place de σ_N dans l'équation (IV-3)) est donnée par :

/...

$$\frac{\sigma_{eff}}{\sigma_N} = 1 + \left[\frac{\delta_S}{2d_N} - \frac{\ell_N}{4d_N}\right] \text{Log} \frac{1+p\,\frac{\ell_S}{\ell_N}}{1+p\,\frac{\ell_S}{\ell_N}\exp(\frac{-4d_N}{\ell_N})} \qquad \text{(IV-6)}$$

$p \leqslant 1$ étant la probabilité pour que les électrons passent de l'étain à l'or sans être diffusés. Si le contact électrique entre l'étain et l'or est mauvais (donc si $p \to 0$), (IV-6) se réduit à $\sigma_{eff} = \sigma_N$. On voit que l'on peut donc vraiment parler d'un "effet de proximité à l'état normal".

Dans la limite où $d_N << \ell_N$, (IV-6) se réduit à :

$$\frac{\sigma_{eff}}{\sigma_N} = \frac{2\delta_\infty}{\ell_N} \qquad \text{(IV-7)}$$

Dans l'annexe n°I, nous avons effectué un traitement plus raffiné du problème ; dans la même limite $d_N << \ell_N$, et moyennant certaines approximations, on retrouve une formule analogue à (IV-7).

Les formules (IV-3) et (IV-7) montrent que x et y ne sont pas indépendants mais reliés par :

$$yx^2 = \frac{1}{\mu_o \omega d_N^3}\left(\frac{\ell_N}{\sigma_N}\right) \qquad \text{(IV-8)}$$

En prenant des valeurs numériques pour l'or à 4,1 GHz (51,52) on trouve :

$$yx^2 \simeq 37{,}5 \left[\frac{10^3}{d_N}\right]^3 \quad (d_N \text{ en } \mathring{A}) \qquad \text{(IV-9)}$$

La figure n° IV-2 représente les variations de $r_e + j\, x_e$ pour une couche de 300 $\mathring{A}$ d'épaisseur.

Notre méthode pour calculer l'impédance de surface à l'état normal des échantillons plaqués est alors évidente : d_N et y sont connus ; nous calculons x à partir de (IV-9) ou des formules équivalentes déduites de (IV-3) et (IV-7) lorsque $d_N > \ell_N$; finalement nous utilisons (IV-5) et les valeurs tabulées de $r_e(x, y)$ et $x_e(x,y)$. Les résultats ne sont pas très sensibles à la valeur exacte de $p\,\frac{\ell_S}{\ell_N}$. Nous prenons systématiquement $p\,\frac{\ell_S}{\ell_N} = 10^2$.

/...

III - RESISTANCE DE SURFACE

La figure n° IV-3 donne les valeurs de la résistance de surface de nos échantillons normalisées à R_N de la façon décrite au chapitre III, en fonction de $t = \frac{T}{T_{CNS}(d_N)}$.

La figure n° IV-4 donne les variations de $\rho(t,d_N) = 1 - \frac{R_S}{R_N}$ en fonction de d_N. $\rho(t, d_N)$ est normalisé à la valeur $\rho(t,o)$ pour l'étain non plaqué correspondant à la même température réduite (en prenant $T_{CNS}(0) = 3,72°K$) de façon à éliminer la dispersion de T_{CNS} : l'érreur absolue dans la détermination de T_{CNS} est de 10^{-2} °K mais dans une expérience donnée, les variations de températures sont connues avec une meilleure précision et t est déterminé à mieux que 10^{-3} près. Nous avons choisi les valeurs t = 0,995 et t = 0,99 de façon à rester dans les limites de validité de la théorie qui utilise des développements en puissance de Δ (voir ci-dessous).

On peut aussi procéder de la façon suivante pour dépouiller les résultats de la figure n° IV.3. Pippard (voir (43)) a montré qu'au voisinage de T_C, la relation empirique suivante était valable pour les supraconducteurs isolés tant que $r_{\%} = \frac{R_S}{R_N} \gtrsim 40\%$:

$$T - T_C = G_1 \left[800 - 435 \log_{10}(r_{\%} - 32) \right] = G_1 \psi(r) \qquad (IV.11)$$

avec : $G_1 \sim \left(\frac{dr}{dt}\right)^{-1}$

Waldram (28) a donné une justification théorique de ce type de relation qui doit encore être valable pour des matériaux plaqués. On peut le vérifier sur la figure n° IV.6. On aura alors :

$$\frac{\rho(t,d_N)}{\rho(t,o)} \sim \frac{G_1(d_N=0)}{G_1(d_N)}$$

Ces valeurs de ce rapport sont aussi reportées sur la figure n° IV.4. Cette façon de procéder permet, en intégrant les résultats expérimentaux sur un intervalle de températures plus grand, d'obtenir une meilleure position qu'au voisinage immédiat de T_{CNS}.

Nos valeurs de $G_1(d_N=0)$ sont dans la fourchette de celles indiquées par Waldram (28) pour l'étain pur, compte tenu d'une variation en fréquence en $\omega^{2/3}$ (28).

/...

La courbe théorique de la figure n° IV.4 est déduite de la théorie de Hurault (4-15) sur les effets non-locaux. Nous sommes en effet dans le cas où $T \gg T_{CN}$. Comme nous l'avons vu au chapitre II, les caractéristiques du bilame, mesurées du côté N sont sensibles à la valeur du potentiel de paires en des points très éloignés de l'interface. Dans un supraconducteur semi-infini, on sait qu'au voisinage immédiat de T_C, la quantité $1 - \frac{R_S}{R_N}$ est en fait proportionnelle à Δ^2. Dans le cas des effets de proximité, au voisinage de T_{CNS}, $\rho(t,d_N)$ sera de même proportionnelle à une certaine moyenne spatiale $\overline{\Delta^2}$ de Δ^2. Nous avons calculé cette valeur moyenne dans l'annexe III, où nous généralisons au cas $d_N \lesssim K^{-1}$ les expressions données par Hurault pour l'impédance de surface. Nous obtenons ainsi :

$$\overline{\Delta^2} = \Delta^2(+0)\ f(Kd_N)$$

$$\text{avec } f(u) = \frac{u^2 + sh^2 u}{2u^2\ ch^2 u} \qquad \text{(IV.10)}$$

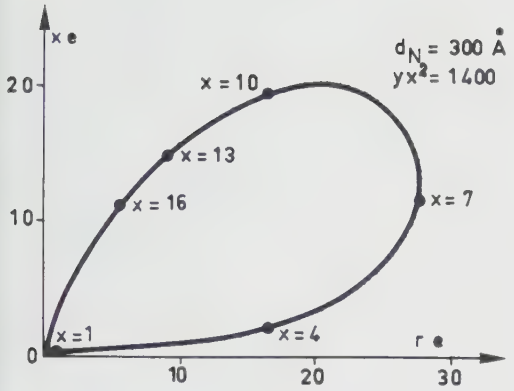
Nous admettons dans notre cas que $\Delta(+0) \simeq \Delta_{BCS}(T)$. La quantité $\frac{\rho(t,d_N)}{\rho(t,o)}$ variera alors comme $f(Kd_N)$. La courbe théorique de la figure IV.4 est le meilleur accord avec cette fonction. L'accord nous donne une valeur $K^{-1}(T_{CNS}) \sim 450$ Å et d'après l'équation (II.9) : $\ell_N \sim 220$ Å. Cette valeur est en accord avec les valeurs déduites du rapport de résistivité résiduelle sur les couches témoins d'or (voir annexe II). La décroissance de $\frac{\rho(t,d_N)}{\rho(t,o)}$ en $(Kd_N)^{-2}$ lorsque $Kd_N > 1$ qui est une preuve particulière des effets non-locaux lorsque $\ell_N \ll \ell_S$ (voir annexe III) est précisée sur la figure n° IV.5. Pour $t \lesssim 0{,}98$ et des faibles valeurs de d_N, on est évidemment hors des limites de validité de la théorie mais nous obtenons encore sensiblement une décroissance en d_N^{-2} pour $d_N > K^{-1}$.

On voit sur la figure n° IV.4 que l'accord avec la courbe théorique est assez bon ; néanmoins, toute fonction $f(u)$ telle que $f(o) = 1$ et $f(u) \sim \frac{1}{2u^2}$ si $u \to \infty$, donnerait un accord presque aussi bon.

IV - REACTANCE DE SURFACE

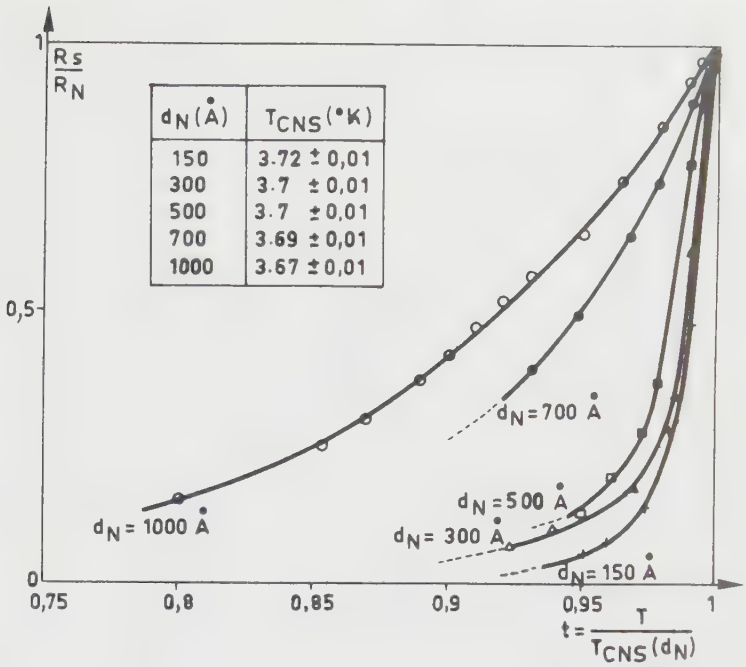
La figure n° IV.7 représente les variations de la partie imaginaire de la profondeur de pénétration $\delta_{iS} = \frac{X_S}{\mu_o \omega}$ mesurée sur les échantillons d'étain non plaqué en fonction de $y(t) = (1 - t^4)^{-1/2}$.

/...

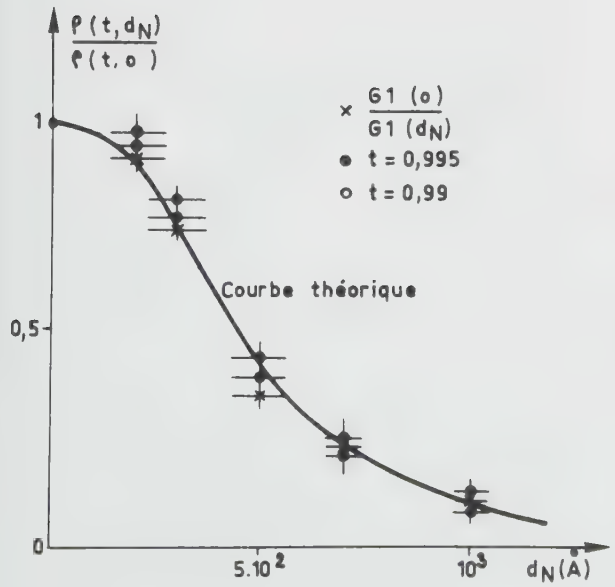


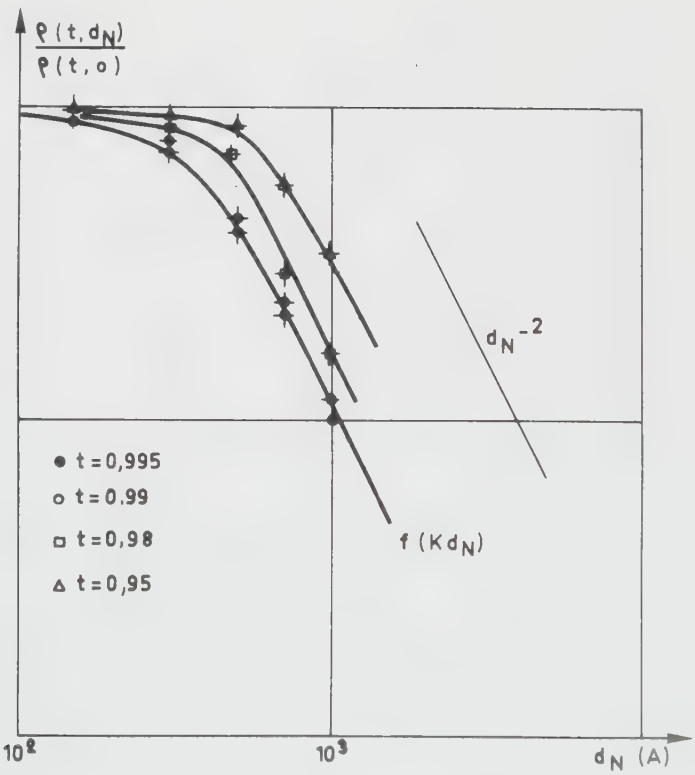
IV.2 Variations de l'impédance de surface effective réduite d'un cristal d'étain doré à l'état normal

$(x = \frac{\delta_N}{d_N}) \quad y = \frac{\delta_\infty}{d_N}$

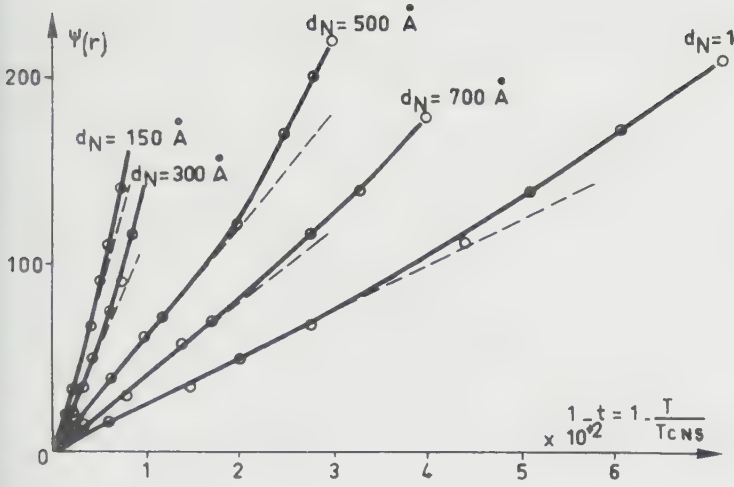


IV.3 Résistance de surface normalisée des échantillons Sn-Au à l'état supraconducteur.

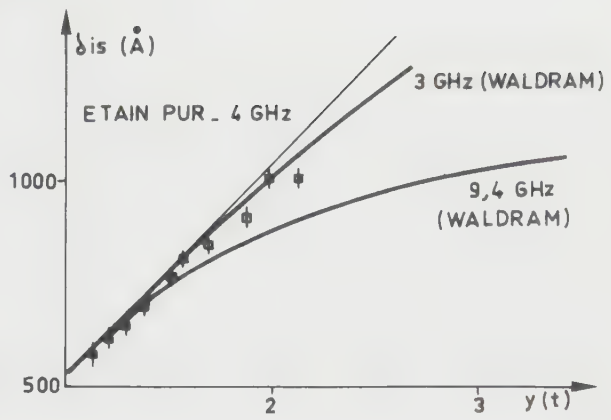




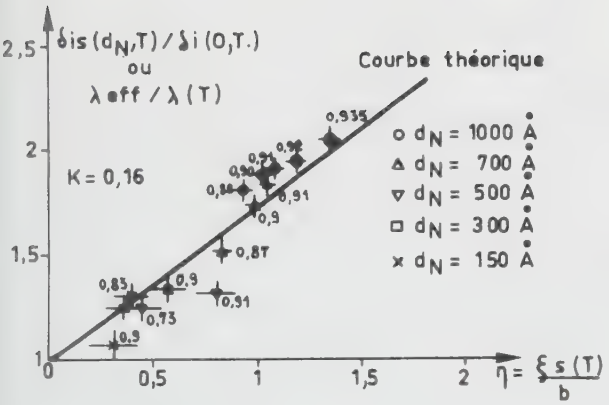
IV.4-5 Système Sn-Au : variations de $\rho(t, d_N) = 1 - \frac{R_S}{R_N}$ en fonction de d_N.



IV.6 Système Sn-Au variations de Ψ (r) en fonction de $1 - \frac{T}{T_{CNS}}$ (voir formule n° IV .11).

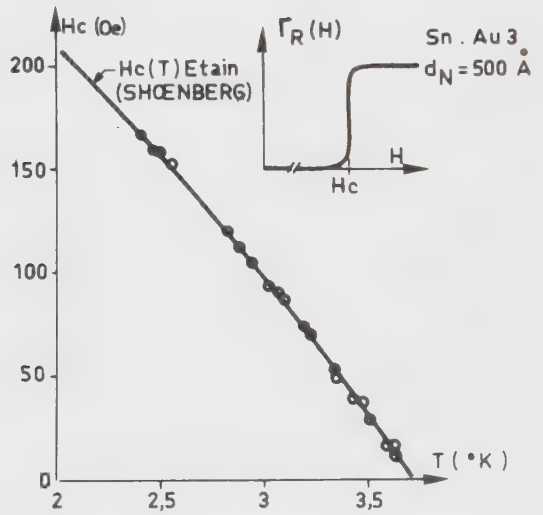


IV.7 Partie imaginaire de la profondeur de pénétration $\delta_{is} \propto \lambda(T)$ pour l'étain pur en fonction de $y(t) = (1-t^4)^{-1/2}$.



TV.8 Effets de pénétration anor- : $\frac{\delta is\ (d_N, T)}{\delta is\ (0, T)}$ en fonction de donnée

vées expér..



IV.9 Champ critique de l'échantillon Sn-Au 3 mesuré par variation de la partie réelle du coefficient de réflexion de la cavité diélectrique.

$$\gamma_{max} = \frac{\varepsilon_{ss}(T) \cdot b_1}{h}$$

On a supposé, pour normaliser les résultats (selon le chapitre III) que l'effet de peau était extrême anormal dans l'étain donc que $\delta_{iN} = \frac{\sqrt{3}}{2}\delta_{\infty} \sim 2000$ Å. Nos valeurs de δ_{iS} sont en assez bon accord avec celles mesurées par Waldram (28) à des fréquences différentes.

Effets de pénétration anormaux

La formule (II.28) prévoit un abaissement du potentiel de paires dans S au voisinage de l'interface. L'augmentation correspondante de la profondeur de pénétration a été calculée dans les références (19-20) où le rapport entre la profondeur de pénétration effective $\lambda_{eff}(T)$ et $\lambda(T)$ est donné en fonction de $\eta = \frac{\xi_S(T)}{b}$ et du paramètre de G.L. κ du supraconducteur.

Pour comparer les valeurs de $\delta_{iS}(d_N, T)$ mesurées sur les échantillons plaqués à $\lambda_{eff}(T)$, il faudrait faire des corrections, dues à la fréquence finie utilisée, selon les relations de Kramers-Kronig (28). On aurait :

$$\delta_{iS}(\omega, d_N, T) - \lambda_{eff}(d_N, T) = \frac{2\omega^2}{\pi^2}\int_0^{\infty} \frac{\delta_{rS}(\omega', d_N, T)\, d\omega'}{\omega'(\omega'^2 - \omega^2)} \quad \text{(IV.12)}$$

Malheureusement, $R_S = \mu_o \omega \delta_{rS}$ n'a jamais été mesuré systématiquement en fonction de la fréquence pour des matériaux plaqués. D'après les résultats de WALDRAM (28) pour l'étain isolé, on peut admettre qu'à 4 GHz :

$$\frac{\delta_{iS}(\omega, o, T) - \lambda(T)}{\lambda(T)} \lesssim 10\ \% \quad \text{si } t < 0{,}94$$

On peut supposer que la même inégalité est valable pour nos échantillons plaqués. La figure n° IV.8 donne les variations du rapport $\frac{\delta_{iS}(d_N, T)}{\delta_{iS}(o, T)}$ en fonction de $\eta = \frac{\xi_S(T)}{b}$ pour nos échantillons.

Les valeurs numériques de $\xi_S(T)$ et b sont déduites des formules (II.6) et (II.18) pour les matériaux sales, en utilisant les valeurs numériques de N et V_F pour l'or et l'étain données par la référence (1) et les valeurs de ℓ_N et K^{-1} trouvées expérimentalement. Nous avons pris systématiquement $\ell_S = \xi_o$.

/...

La courbe théorique est déduite de la référence (20), elle est définie paramétriquement par :

$$\frac{\lambda_{eff}}{\lambda(T)} = -\frac{1}{m} \quad \frac{A(\theta)}{dA/d\theta} \qquad (IV.13)$$

et

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad \frac{1 - th^2\theta}{th\ \theta} \qquad (IV.14)$$

avec $A(\theta) = \frac{1}{ch^{1/m}\theta} \quad F\left(-\frac{S}{2} + \frac{1}{2m}, \frac{1}{2} + \frac{S}{2} + \frac{1}{2m}, 1 + \frac{1}{m}, \frac{1}{ch^2\theta}\right)$

$F(\alpha,\beta,\gamma,z)$ étant une fonction hypergéométrique, $S = \frac{1}{2}\left(-1 + \sqrt{1 + \frac{4}{m^2}}\right)$ et $m = \frac{\kappa}{\sqrt{2}} = 0,114$ (nous négligeons la variation de κ avec T).

Nous pouvons faire les commentaires suivants :

1) L'utilisation des conditions de Zaitzev au lieu de celles de de Gennes n'aurait pas conduit à des valeurs de η différant de plus de 50 % pour $t > 0,7$ et, au vu de la dispersion des résultats expérimentaux, l'accord ne serait pas amélioré. Nos valeurs de η sont d'ailleurs supérieures à celles obtenues par les expériences de retard à la condensation sur des petites sphères d'Indium plaquées or par Feder et Mac Lachlan (54), ce qui montre que la qualité de leurs interfaces est inférieure à celle des nôtres.

2) Les corrections dues à la fréquence finie utilisée peuvent se compenser du fait de la normalisation à $\delta_{iS}(0,T)$.

3) Pour la plupart des valeurs de d_N, on a $\eta < 1$, donc l'approximation $\Delta(+0) = \Delta_{BCS}(T)$ utilisée pour le calcul de $\rho(t,d_N)$ dans l'annexe n° III n'est pas trop mauvaise.

4) Dans tous nos calculs, nous avons supposé que $d_N << \delta_N$. Les valeurs de δ_N déduites de la formule (IV.9) ou des formules équivalentes vont de $\delta_N = 3750$ Å pour $d_N = 150$ Å à $\delta_N = 6000$ Å pour $d_N = 1000$ Å. Donc cette condition est bien vérifiée.

/...

5) Dans tous les cas où nous avons mesuré les transitions en champ magnétique ($\Gamma_r(H)$), nous avons toujours eu transition au champ critique de l'étain massif (voir figure n° IV.9). Nous n'avons jamais observé d'extréma pour des valeurs intermédiaires de champ, comme cela est le cas pour le système Pb-Cu (2).

Les résultats obtenus avec le spectromètre à cavité diélectrique ont été confirmés par des mesures sur des circuits en ligne microruban utilisant ces effets de proximité (55) (voir chapitre III). La figure n° IV.10 montre les variations de l'affaiblissement à la fréquence centrale $A_o(T)$ d'une telle structure en fonction de la température. Les valeurs théoriques de $A_o(T)$ ont été calculées à partir des valeurs de $\frac{R_S}{R_N}$ mesurées avec le spectromètre et R_N a été calculée selon la méthode exposée ci-dessus. La différence entre théorie et expérience aux basses températures peut être due à ce que nous avons négligé les pertes diélectriques et par rayonnement dans le calcul théorique de l'affaiblissement.

La figure n° IV.11 montre l'influence d'un champ magnétique appliqué parallèlement à la surface des couches minces sur les performances d'une telle structure.Les variations d'affaiblissement sont analogues à celles de la résistance de surface. Les variations de la fréquence de résonance F_o en fonction du champ (figure n° IV.11-B) mettent en particulier bien en évidence les effets de pénétration anormaux : δ_{iS} varie de façon beaucoup plus rapide avec le champ que dans le cas de l'étain isolé.

DEUXIEME PARTIE

Systèmes Pb-Cu, Pb-Cd, Pb 2 % Bi-Sn

I - EXPERIENCES SANS CHAMP MAGNETIQUE

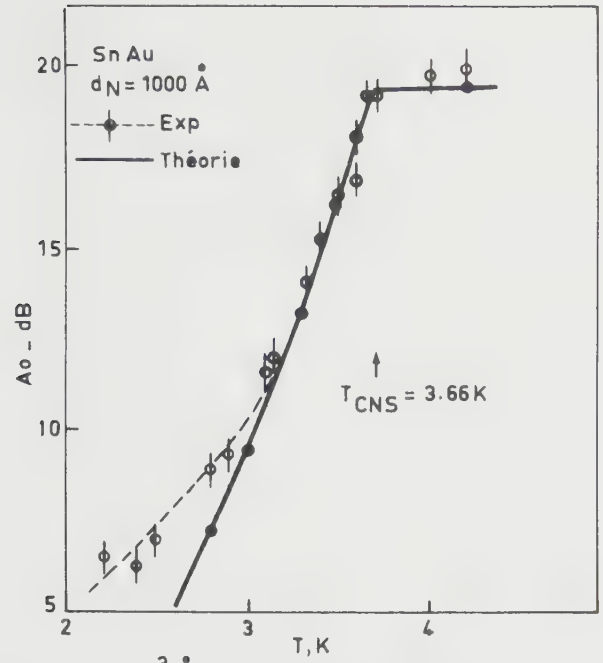
A) Résistance de surface

Comme nous l'avons dit au chapitre III, le spectromètre à cavité diélectrique utilisé pour les mesures sur le système Sn-Au ne se prête pas commodément aux mesures au-dessus de 4,2°K, les constantes diélectriques du rutile variant trop avec la température, ce qui diminue beaucoup la précision des mesures. De même, il est peu commode d'obtenir une température très uniforme au-dessus de 4,2°K dans nos systèmes à lignes de transmission, les diélectriques utilisés étant d'excellents isolants thermiques. Nous ne disposons donc pas de mesures au voisinage de T_{CNS}. Nous avons cependant eu accès aux résultats expérimentaux de G. Fischer (2) (communication privée) qui nous a obligeamment prêté les résultats de ses mesures sur le système Pb-Cu. Nous avons dépouillé ses enregistrements de R(H,T) selon les méthodes utilisées pour le système Au-Sn et détaillées dans la première partie du chapitre (nous avons procédé à partir de $G_1\ (d_N)$). Les résultats correspondants pour $\frac{\rho(t,d_N)}{\rho(t,o)}$ en fonction de Kd_N sont donnés sur la figure n° IV.12.

Nous avons utilisé les valeurs de ℓ_N mesurées par Fischer. Elles sont voisines de $\ell_N = 300$ Å et correspondent donc à $K^{-1}(T_{CNS}) \simeq 450$ Å. L'incertitude sur les valeurs expérimentales provient des corrections qu'il est nécessaire de leur apporter : étant donné les positions différentes des creusets par rapport au substrat lors de l'évaporation des échantillons de Fischer, une partie du plomb n'est pas recouverte de cuivre. L'utilisation de la formule de perturbation d'une cavité au premier ordre (formule III.2-chapitre III) montre que la résistance de surface mesurée est une combinaison linéaire de celle du plomb et de celle du bilame Pb-Cu soit :

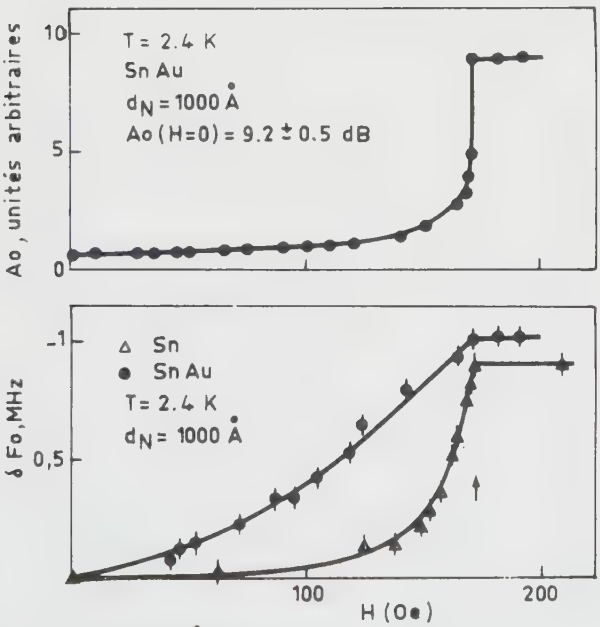
$$R_{mes} = m\ R(Pb\text{-}Cu) + (1-m)\ R\ (Pb) \qquad (IV.15)$$

/...



SnAu ($d_N = 10^3$ Å) ; Ao (dB) en fonction de T

IV 10

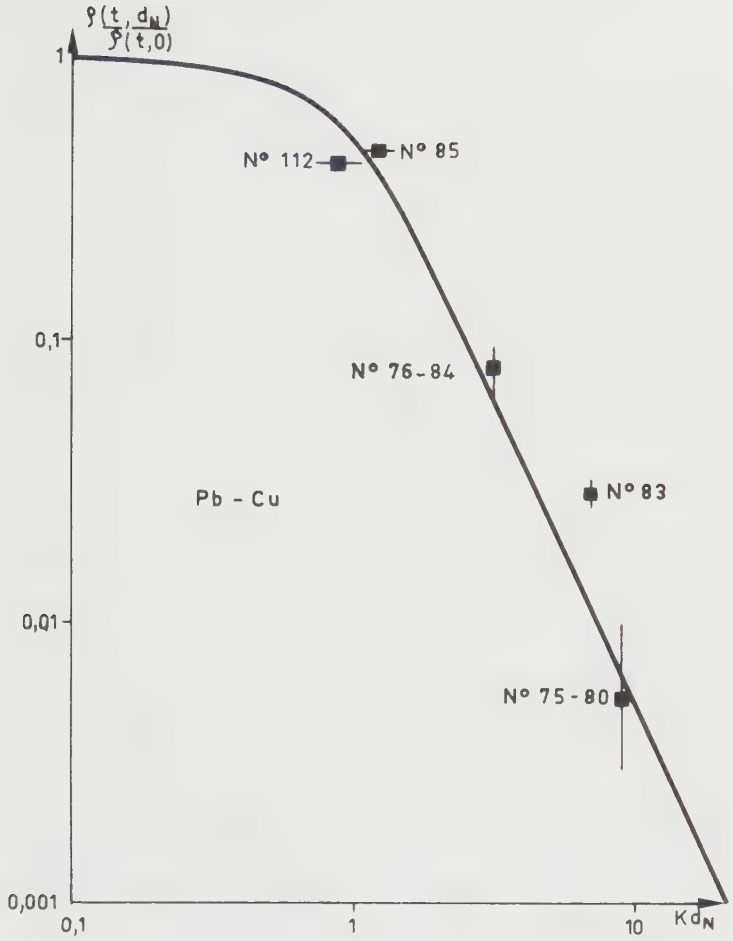


SnAu ($d_N = 10^3$ Å), T = 2,4 K (a) Ao en fonction de H
(b) δFo en fonction de H

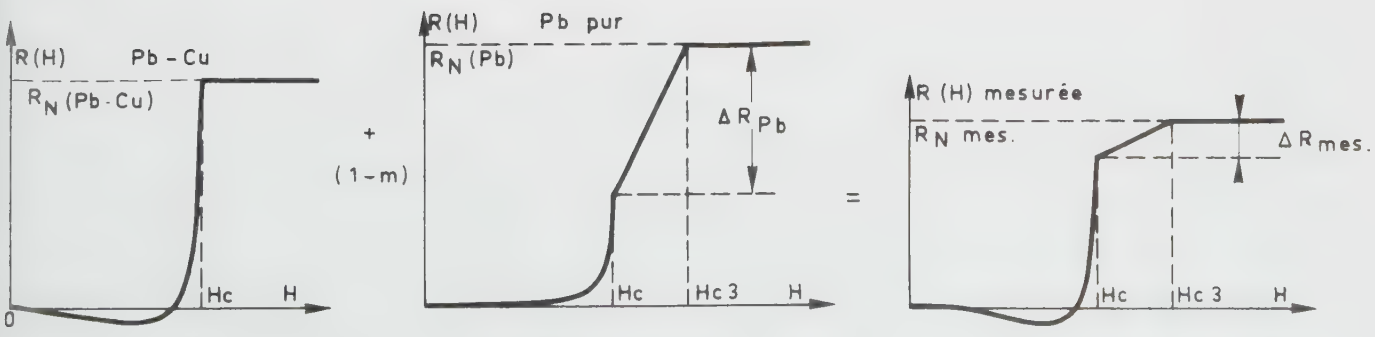
Les résultats pour une cellule identique en étain non plaqué sont donnés pour comparaison

IV 11

IV.10 et IV.11 Système Sn-Au : structure à filtrer en ligne de transmission.



IV.12 Système Pb-Cu : variations de $\rho(t, d_N) = 1 - \frac{R_S}{R_N}$ en fonction de Kd_N.



IV.13 Combinaison des résistances de surface de Pb-Cu et Pb.

La fraction m est déterminée par comparaison des variations de résistance de surface entre H_C et H_{C3} à une même température pour le plomb isolé (courbes également fournies par G. Fischer) et l'échantillon Pb-Cu ; (voir figure n° IV.13). On obtient ainsi :

$$\frac{\Delta R_{mes}}{R_{Nmes}} = \frac{\Delta R\ (Pb)}{R_N(Pb)} \cdot \frac{1 - m}{m \frac{R_{N(Pb-Cu)}}{R_N(Pb)} + 1-m} \qquad (IV.16)$$

Pour calculer m à partir de la formule (IV.16), il est nécessaire de connaître le rapport des résistances de surface à l'état normal : $\frac{R_N\ (Pb-Cu)}{R_N(Pb)}$; nous l'avons déterminé à partir des théories exposées dans la première partie du chapitre (formules IV.2 à IV.4). Fischer donne les valeurs $p \sim 0,5$, $\ell_S \sim 1\mu$ (valeur moyenne), $\ell_N \sim 300$ Å. Dans ces conditions, la valeur du rapport $p\frac{\ell_S}{\ell_N}$ est de l'ordre de 20, donc relativement faible : compte tenu d'autre part de ce que l'épaisseur des couches est relativement importante, nous n'avons pas fait les corrections d'effet de proximité à l'état normal. La couche de plomb ($d_S > 2\mu$) est suffisamment épaisse pour que l'on calcule son impédance de surface à l'état normal comme celle d'un matériau massif à partir de la théorie de Reuter et Sondheimer (64) pour l'effet de peau anormal (avec $\ell_S = 1\mu$).

Nous n'avons pas reporté sur la figure n° IV.12 les valeurs de $\frac{\rho(t,d_N)}{\rho(t,o)}$ correspondant aux couches les plus épaisses, les corrections devenant trop importantes et la valeur de $\rho(t,o)$, déterminée expérimentalement d'après les courbes R(H,T) pour le plomb isolé, étant elle-même entâchée d'une certaine imprécision.

Compte tenu de ces corrections, l'accord avec la théorie semble assez satisfaisant en ce qui concerne la décroissance de $\rho(t,d_N)\ /\rho(t,o)$ en $(Kd_N)^{-2}$ pour les grandes épaisseurs et ceci d'autant plus qu'il n'y a aucun paramètre ajustable. Ceci constitue une nouvelle vérification de l'influence des effets non-locaux sur la résistance de surface au voisinage de T_{CNS}. Le fait qu'elle soit obtenue dans un système autre que Sn-Au est une confirmation indirecte de ce que les conditions métallurgiques particulières de ce système peuvent être simplement prises en compte par une valeur plus élevée du coefficient de transmission de l'interface.

/...

Nous avons également réalisé des structures en lignes de transmission en Pb-Cu. Pour $d_N = 2000$ Å par exemple, l'affaiblissement théorique d'une structure en croix à 4,2° K, calculé d'après les valeurs de $\frac{R_S}{R_N}$ et les valeurs de R_N (Pb-Cu) déterminées comme ci-dessus est de 4,3 dB alors qu'expérimentalement nous trouvons 3,7 $\pm$ 0,5 dB. L'accord est donc satisfaisant.

B) Réactance de surface

Ne disposant, dans ce cas, que de nos propres expériences en-dessous de 4,2°K, nous nous sommes particulièrement intéressés au système Pb-Cd, où les effets non-locaux conduisent à la variation particulière $\lambda_N \sim \sqrt{T}$ (formule II.33). Nous avons donc fait un certain nombre de mesures avec le spectromètre à cavité diélectrique (voir chapitre III - 1ère partie). La figure n° IV.14 donne des exemples des variations de la réactance réduite x(T) du résonateur en fonction de la température pour des bilames d'épaisseur voisine de K^{-1}. On voit sur cette figure que $\frac{x(To)-x(T)}{To-T}$ et T sont reliés par une relation sensiblement linéaire qui peut s'écrire :

$$x(To)-x(T) = A(To-T) + B(To^2-T^2) \qquad (IV.17)$$

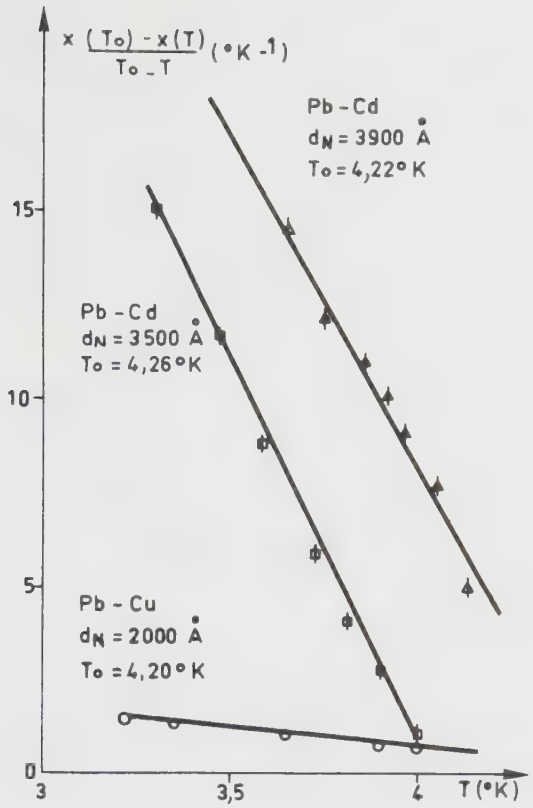
Il est tentant d'affirmer à priori que le terme quadratique en T est uniquement dû aux variations des constantes diélectriques du rutile avec la température. Avec les notations du chapitre III, la formule (IV.17) correspond alors à :

$$\delta x_1 = Q_c K_1 (X-Xo) = A(T-To) \qquad (IV.17')$$

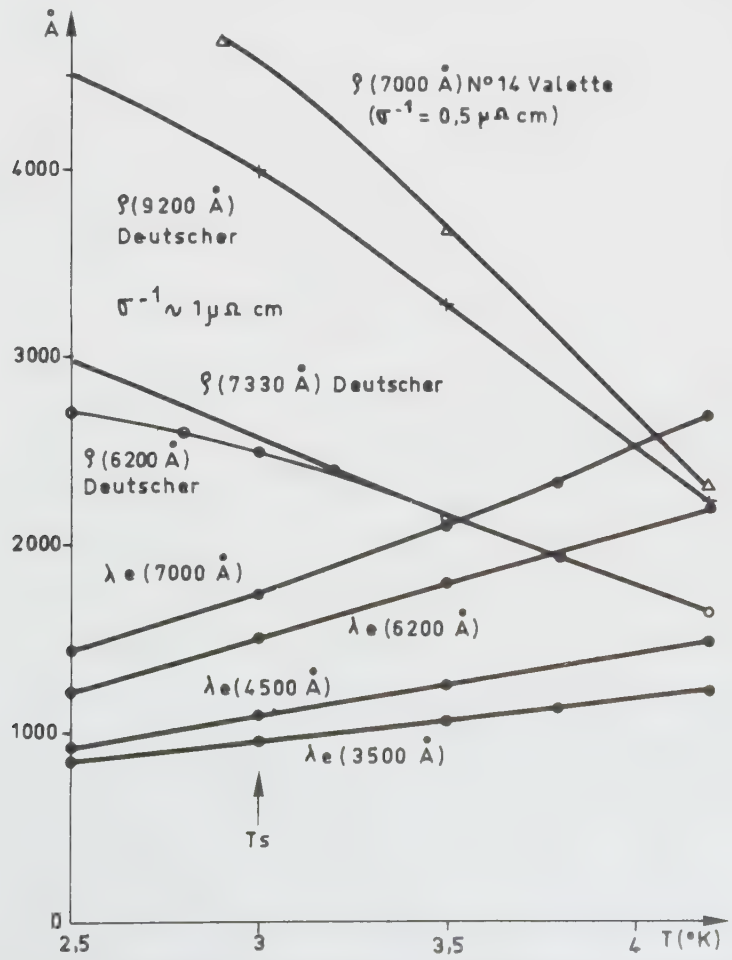
$$\delta x_2 = 2 Q_c \delta \left(\frac{\Delta\omega}{\omega o}\right) = B (T^2-To^2) \qquad (IV.17'')$$

La formule (IV.17") est difficile à vérifier. En effet si B est déterminable avec une certaine précision, l'identification du mode du résonateur n'est pas sans ambiguité (comme nous l'avons vu au chapitre III), ce qui empêche un calcul relativement précis de $\frac{\delta\Delta\omega}{\omega_o}$ et de K_1. D'autre part, le ooefficient de surtension élevé des résonateurs n'est connu qu'à un ordre de grandeur près.

/...



IV.14 Systèmes Pb-Cd et Pb-Cu : variation de la réactance réduite du résonateur diélectrique en fonction de la température.



IV.15 Système Pb-Cd : distances d'écran et profondeurs de pénétration en fonction de

Néanmoins, si nous admettons l'hypothèse ci-dessus, la formule (IV.17') montre que la partie imaginaire δ_{iS} de la profondeur de pénétration supraconductrice varie linéairement avec la température entre 3 et 4,2°K. Or ce comportement est plausible pour deux raisons :

Une raison expérimentale : les mesures de pénétration BF de Deutscher (communication privée) et Valette (46) qui donnent la distance d'écran ρ comptée à partir de l'interface : $\rho = Cte - \delta_{iS}$, montrent qu'il en est sensiblement ainsi pour des couches d'épaisseurs comprises entre 6000 et 9000 Å tant que l'on reste au-dessus de la température de saturation $T_S \sim 3°K$. Leurs valeurs de ρ sont reportées sur la figure n° IV.15 en même temps que les résistivités résiduelles des couches minces de cadmium.

Une raison théorique : la formule II.33 donne une profondeur de pénétration $\lambda(z) \sim \frac{\sqrt{T}}{\Delta(z)}$; même si l'on tient compte des calculs plus détaillés de Deutscher (16), la formule II.33 reste à peu près valable dans le cas de Pb-Cd, comme le montre la figure n° IV.16 dans le cas où d_N est très grand. Nous montrons alors dans l'annexe n° IV que si les conditions suivantes sont satisfaites :

$$\kappa_N < 1 \ , \ Kd_N \sim 1 \ , \ \lambda(-d_N) < d_N \qquad (IV.18)$$

on a sensiblement (en négligeant les corrections dues à la fréquence finie)

$$\delta_{iS} \simeq \lambda(-d_N) = \lambda_N \ ch \ Kd_N \qquad (IV.19)$$

Nous avons utilisé les valeurs de $K^{-1}(T)$ et λ_N de la référence (15). Elles sont déduites des mesures de distance d'écran et de champ de basculement de Deutscher sur des couches dont la résistivité résiduelle est voisine des nôtres : $\sigma^{-1} \sim 1 \mu\Omega\text{-cm}$ (voir annexe II) ; ces mesures de champ de basculement sont d'ailleurs en assez bon accord avec nos propres expériences comme nous le verrons ci-dessous. Ces valeurs sont :

$$\lambda_N = 840 \left(\frac{T}{4,2}\right)^{1/2} (Å) \ ; \ Kd_N = \frac{d_N(Å)}{4500} \left(\frac{T}{3}\right)^{1/2} \qquad (IV.20)$$

/...

Elles montrent que les conditions (IV.18) sont assez bien satisfaites pour les épaisseurs moyennes de cadmium. Les valeurs de $\lambda_{eff} = \lambda(-d_N)$ calculées d'après (IV.20) pour quelques valeurs de d_N sont aussi reportées sur la figure n° IV.15. Elles correspondent bien à une variation pratiquement linéaire entre 3 et 4,2°K.

On peut essayer de transformer les variations de réactance en variations de profondeur de pénétration. Pour s'affranchir autant que possible de la nécessité de connaître K_1, on peut comparer les mesures sur Pb-Cd à des mesures sur un spécimen dont la variation de profondeur de pénétration avec la température est connue (dans notre cas de l'étain pur) en utilisant systématiquement la même cavité et un mode dont l'identification est la même (même K_1). Une simple règle de trois permet alors de s'affranchir des variations de Q_c d'une mesure à l'autre. Les résultats correspondants sont reportés sur le tableau n° IV.3 ci-dessous.

d_N (Å)	δ_{iS} | 4,2° K / 3,5° K — Mesuré	$\lambda(-d_N)$ | 4,2° K / 3,5° K — Calculé	ρ | 4,2° K / 3,5° K (Deutscher)
3500	230 ± 50 Å	180 Å	
3900	245 ± 50 Å	200 Å	
7000	540 ± 60 Å	580 Å	480 Å
6200	------	400 Å	450 Å

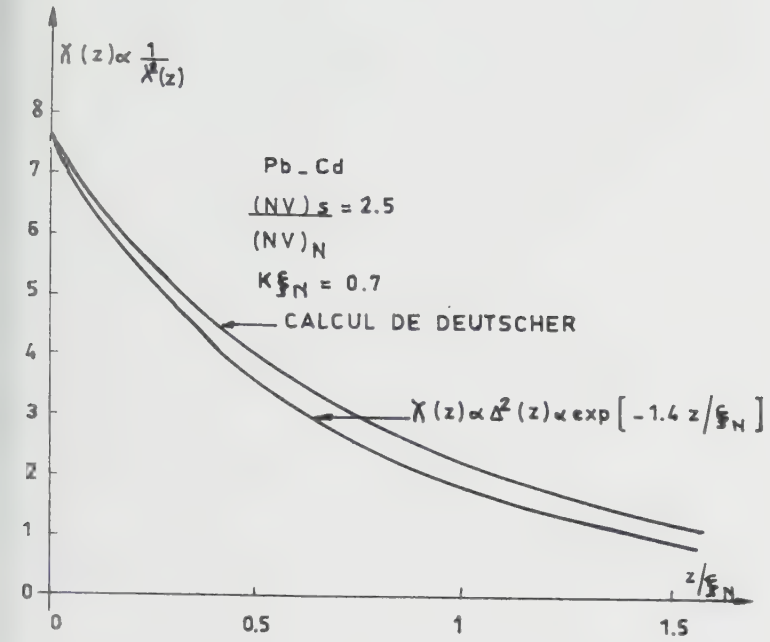
TABLEAU N° IV.3

Profondeurs de pénétration dans le système Pb-Cd

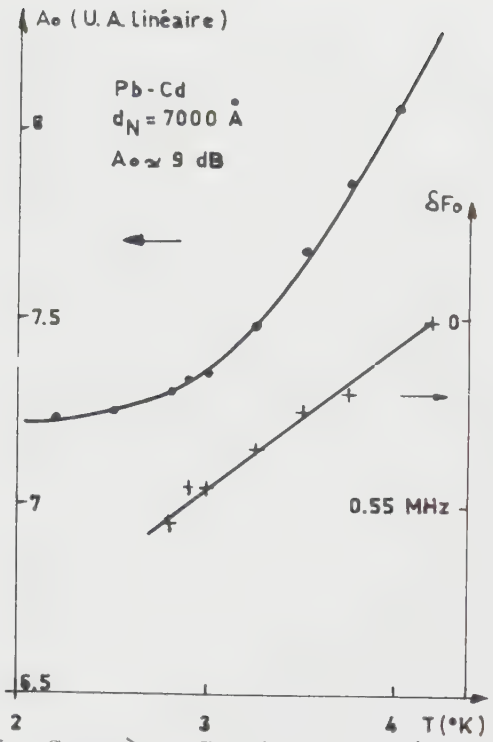
Compte tenu des incertitudes de "calibration", nos mesures sont en assez bon accord avec les variations calculées de $\lambda(-d_N)$, celles-ci correspondant elles-mêmes aux mesures de Deutscher.

On peut noter que le même type de mesures sur une couche de Pb-Cu ($d_N = 2.10^3$ Å) (voir figure n° IV.14) donne $\delta_{iS}\Big|_{3,2°\,K}^{4,2°\,K} \sim 25$ Å tandis que la variation de profondeur de pénétration du plomb isolé calculée d'après $\lambda(Å) = 390\ (1-t^4)^{-1/2}$ est de 15 Å ce qui correspond à un effet de pénétration anormale

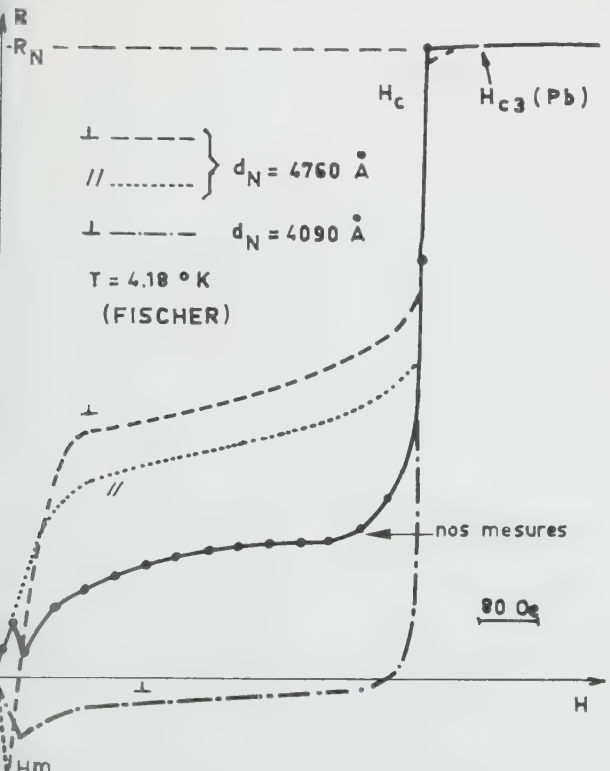
/...



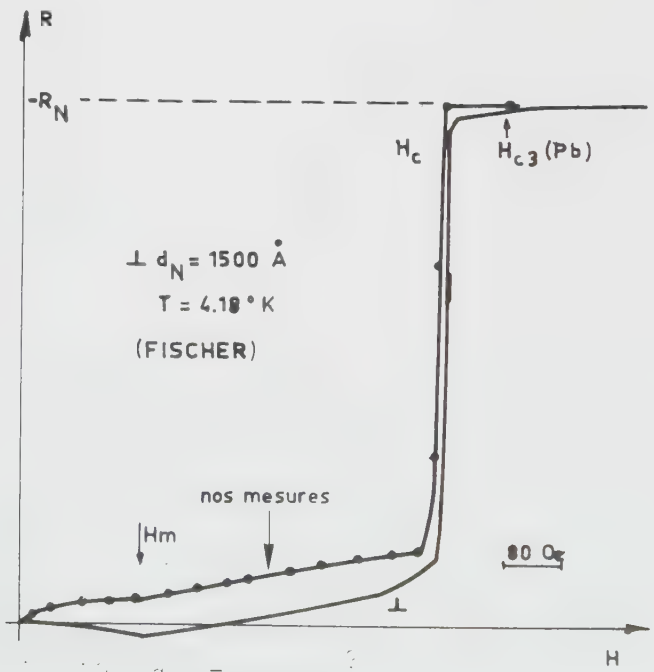
IV.16 Système Pb-Cd : variations théoriques de la profondeur de pénétration pour un matériau N infini.



IV.17 Système Pb-Cd : variations de Ao et δFo en fonction de T pour une structure de filtre.



IV.18 d_N = 4500 Å.



IV.19 d_N = [illegible] Å.

Système Pb-Cu : variations de [illegible] d'après l'affaiblissement de nos structures de filtre comparées aux mesures de Fischer et Klein.

avec $\frac{\lambda_{eff}}{\lambda} \sim 1,7$ en assez bon accord avec la théorie et l'expérience (2). Cela confirme notre interprétation expérimentale.

Les variations linéaires de δ_{iS} en fonction de la température ont aussi été mises en évidence sur les structures en lignes de transmission. La figure n° IV.17 correspond à une structure de filtre avec $d_N = 7000$ Å . On voit que les variations de fréquence de résonance sont pratiquement linéaires en fonction de T ; elles correspondent à $\delta_{iS}\Big|_{3,5° K}^{4,2° K} \sim 500$ Å en accord avec les mesures précédentes. On peut noter également sur cette figure que les variations d'affaiblissement du filtre entre 4,2° K et 2,2° K ne correspondent qu'à une variation de résistance de surface inférieure à 10 %.

En conclusion, nos mesures d'effet Meissner dans le système Pb-Cd sont susceptibles d'une interprétation simple lorsque $Kd_N \sim 1$. La profondeur de pénétration λ_{eff} mesurée est voisine de $\lambda(-d_N)$ et la variation quasi-linéaire de λ_{eff} avec T entre 3 et 4,2° K peut être considérée comme une preuve indirecte des effets non-locaux.

II - EXPERIENCES AVEC CHAMP MAGNETIQUE

Suivant les valeurs de κ_N et d_N, plusieurs modes de pénétration du champ magnétique sont possibles, la destruction de la supraconductivité induite dans N se produisant de façon progressive ou brutale selon que $T \gtrless T^*(d_N)$. La température $T^*(d_N)$ a été calculée par HURAULT (4,18). Elle est définie par la relation implicite :

$$\frac{d_N}{\lambda_N} = \frac{3}{2} \text{ ch } Kd_N \qquad \text{(IV.21)}$$

dont la résolution graphique montre qu'il n'existe aucune solution pour T^* pour $\kappa_N > 0,44$. Pour $\kappa_N = 0,44$, T^* a sa valeur maxima T^*_{max} et $Kd_N = 1,3$. Pour $T < T^*_{max}$, il existe pour chaque valeur de T deux solutions d_{N1}, d_{N2} à l'équation IV.21 et pour $d_{N1} < d_N < d_{N2}$, la condition $T < T^*(d_N)$ est vérifiée. L'équation IV.21 a été établie en négligeant les effets de saturation dans N, mais elle reste au moins qualitativement valable pour $T \sim T_S$.

/...

Lorsque $T<T^*(d_N)$, il existe trois solutions distinctes aux équations de G.L. généralisées dans N pour les valeurs du champ telles que :

$$H_w < H < H_S \quad \text{avec} \quad H_S = \left(\frac{8}{27\kappa_N \text{th}Kd_N}\right)^{1/2} H_o \qquad (IV.22)$$

$$H_w = \left(\frac{H_o}{\text{Sh}Kd_N}\right) \qquad (IV.23)$$

$$H_o = \frac{\Phi_o K^2}{2\pi\kappa_N} \qquad (IV.24)$$

On passe de l'une à l'autre des solutions extérieures par une transition du premier ordre au champ de basculement H_b : cela correspond à une brusque entrée de flux dans N et un abaissement brutal de $\Delta(-d_N)$. Si $\kappa_N \ll 1$ on a approximativement :

$$H_b = 1{,}9\ H_w \qquad (IV.25)$$

et pour $Kd_N \gg 1$,

$$H_b \sim 3{,}8\ H_o\ e^{-Kd_N} \qquad (IV.26)$$

Pour $Kd_N \sim 1$, il est utile de remarquer que la condition (IV.21) est pratiquement équivalente à $\kappa(-d_N) = \kappa_N \text{ch}\, Kd_N \sim 1$.

Pour $T>T^*(d_N)$, deux types de destruction de la supraconductivité induite dans N sont possibles selon que l'effet Meissner y est négligeable ou non. Si la pénétration du champ continu se fait librement jusqu'à l'interface (c'est-à-dire si $\kappa_N \gg 1$), les expériences d'effet tunnel (17) montrent que la courbe représentative de $\Delta(-d_N, H)$ en fonction de H a un point d'inflexion pour $H=H_i$

$$H_i = \frac{\phi_o (Kd_N)^{1/2}}{4\pi d_N (\lambda_{eff} + d_N/2)} \qquad (IV.27)$$

(λ_{eff} : profondeur de pénétration anormale dans S)

et dès qu'on atteint une valeur de champ $H_{bi} \sim 2H_i$, on a sensiblement $\Delta(-d_N) = 0$. Pour $H>H_{bi}$, le potentiel de paires est pratiquement nul jusqu'à une distance finie de la face libre de N, distance qui croît avec le champ magnétique. Pour un champ H_i tout se passe comme si la supraconductivité était détruite jusqu'à l'interface.

/...

Pour $Kd_N \geq 1$, Fischer et Klein (2) donnent :

$$H_d \simeq \frac{5}{2} (Kd_N)^{1/2} H_{bi} \qquad (IV.28)$$

Ce régime est celui observé par eux sur le système Pb-Cu. On peut noter que les mesures de pénétration BF conduisent systématiquement à H_i (17) alors que les mesures d'effet tunnel donnent plutôt H_{bi}.

Pour un système comme Pb-Cd par contre, on sait que même si $T>T^*(d_N)$, l'effet Meissner n'est pas négligeable ($\kappa(-d_N)>1$ mais $\kappa_N \lesssim 1$). Pour $Kd_N > 1$, et si l'on néglige les effets de saturation, la théorie et l'expérience (4) montrent que l'épaisseur de la zone pénétrée par le flux magnétique est sensiblement indépendante du champ tant que $H<Ho\ \kappa_N$, la distance d'écran ρ ayant sa valeur en champ nul :

$$\rho \sim K^{-1} \left[\text{Log} \left(\frac{1}{\kappa_N} \right) - 0,116 \right] \qquad (IV.29)$$

Pour $Ho\ \kappa_N < H << Ho$, l'épaisseur de la zone pénétrée avec le champ varie continûment et la distance d'écran est donnée approximativement par l'équation :

$$H \sim 2\ H_o\ e^{-K\rho} \qquad (IV.30)$$

A partir de $H \sim Ho$, il y a pénétration pratiquement jusqu'à l'interface.

Pour $T<T_{CN}$, le comportement du champ de basculement est totalement différent (4,18), les équations de G.L. habituelles devenant utilisables dans N qui a alors transité à l'état supraconducteur.

A) SYSTEME Pb-Cu

1) Résistance de surface

Dans ce système et pour certaines combinaisons de d_N et T, Fischer et Klein (2) ont observé un minimum dans la courbe R(H) pour une certaine valeur (faible) du champ : $H=H_m$ (voir figures n° IV.18, IV.19). Les conditions rendant possible l'observation de ces minima sont, d'après eux :

/...

i) réflexion diffuse des électrons à la surface du lame ;

ii) $\hbar\omega \geq 2\Delta(-d_N)$

iii) profondeur de pénétration (à l'état normal ou supraconducteur) aussi grande que possible devant la distance de cohérence des électrons condensés (K^{-1}).

Leur argument est le suivant : sous l'action du champ magnétique les électrons acquièrent une vitesse de dérive :

$$\underset{\sim}{v} = -\frac{e}{m}\ \underset{\sim}{A} \qquad \text{(IV.31)}$$

L'énergie cinétique des électrons est augmentée de $p_F\ \underset{\sim}{v}$ et le potentiel de paires prend la valeur anisotrope : $\Delta - p_F\ \underset{\sim}{v}$.

Si l'on est près du coude que présente la courbe de résistance de surface en fonction de $\frac{\hbar\omega}{\Delta}$ (concavité tournée vers le bas pour $\hbar\omega \sim 2\Delta$), la valeur moyenne de la résistance de surface (moyenne sur les orientations des vitesses électroniques) peut être inférieure à la résistance de surface pour la valeur moyenne de Δ (qui est celle correspondant au champ nul). La condition iii) correspond à $\kappa(-d_N)>1$ et $K\delta_N >> 1$ (conditions bien vérifiées pour le système Pb-Cu) ; elle est nécessaire pour que la contribution à la résistance de surface due à la rupture des paires de Cooper sous l'action de la vitesse de dérive soit comparable à la contribution due au mouvement des excitations électroniques.

L'étude de ce système ayant été faite extensivement par Fischer et Klein, nous nous sommes contentés de comparer leurs résultats, à nos mesures de R(H) déduites des variations d'affaiblissement des structures en lignes de transmission en fonction du champ magnétique. Nous avons donc choisi des épaisseurs de cuivre aussi voisines que possible des leurs.

La figure n° IV.18 donne les variations de R(H) pour une structure en croix avec d_N = 4500 Å, comparées aux variations de R(H) trouvées par Fischer pour d_N = 4760 Å et d_N=4090 Å pour les deux polarisations du champ hyperfréquence : parallèlement ou perpendiculairement au champ continu, celui-ci étant toujours appliqué parallèlement à la surface. Nos expériences

/...

correspondent toujours au cas "perpendiculaire". Nous observons effectivement un minimum de R pour une valeur correcte de H. Le fait que la résistance augmente initialement au lieu de décroître correspond, comme nous l'avons dit dans le chapitre III, au retour rapide à l'état normal de la zone centrale de la croix, qui est parcouru par des courants hyperfréquences intenses.

La figure n° IV.19 montre le même phénomène pour une couche de 2000 Å. On peut remarquer une cassure nette dans la courbe R(H) pour $H=H_m$. Le champ H_m est très comparable à H_{bi} et peut être relié avec plus de précision au spectre en énergie des excitations électroniques dont la vitesse est normale à l'interface (2).

Ces deux exemples illustrent la confiance que nous pouvons avoir dans notre méthode expérimentale.

2) Réactance de surface

L'existence des effets de pénétration anormaux dans ce système a déjà été mise en évidence par les mesures de perméabilité BF de Deutscher (6), en fonction du champ, et indirectement à partir de la formule (IV.27) et des mesures de H_m par Fischer et Klein. Nous avons vu plus haut que les mesures de réactance de surface en fonction de la température avec le spectromètre à cavité diélectrique avaient aussi permis de les mettre en évidence. Il en va de même avec nos structures en ligne de transmission : la figure n° IV.20 montre les variations de fréquence de résonance comparées pour une structure en Pb et une structure en Pb-Cu. Comme $d_S >> \lambda_S$, nous n'avons pas accès à la transition de la face libre de S : on voit simplement que la supraconductivité superficielle du plomb est supprimée sur la face recouverte de cuivre. D'autre part, la variation plus rapide de la réactance de surface avec le champ est évidente. Si l'on admet que la variation est quadratique en H aux faibles champs, nos mesures donnent $\frac{\Delta\lambda_e}{\lambda_e} \sim 0{,}18 \left(\frac{H}{H_c}\right)^2$ tandis que les mesures BF de Deutscher donneraient plutôt $\frac{\Delta\lambda_e}{\lambda_e} \sim 0{,}25 \left(\frac{H}{H_c}\right)^2$.

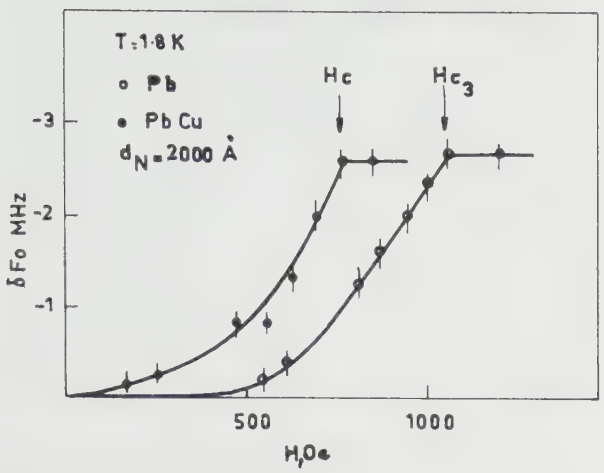
/...

B) SYSTEME Pb-Cd

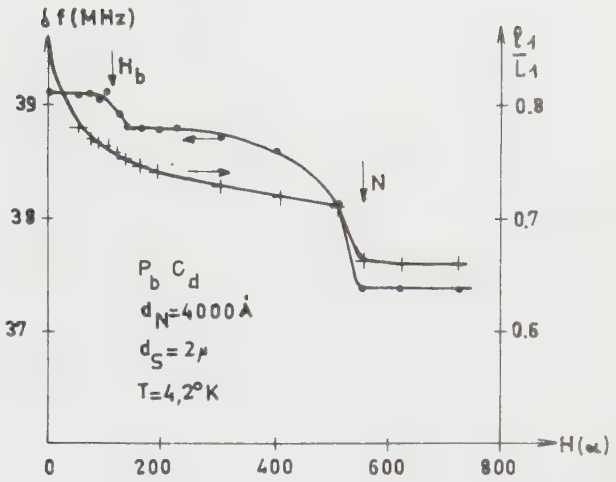
L'étude du champ de basculement a été faite systématiquement sur des lignes microruban montées en guide d'onde ou sur des structures de filtres. Dans le premier cas, l'allure typique des variations de $\frac{\ell_1}{L_1}$ (liées aux variations de résistance de surface) et de $\Delta'f$ (liées aux variations de réactance de surface : voir chapitre III) en fonction du champ magnétique est représentée sur la figure n° IV.21. Dans le deuxième cas, des exemples des variations de l'affaiblissement des filtres en fonction du champ sont donnés sur les figures n° IV.22 et IV.23.

Dans aucun cas, nous n'avons observé d'extrémum dans la résistance de surface pour une valeur intermédiaire du champ comme cela était le cas pour le système Pb-Cu. Sur la figure n° IV.24, nous avons reporté dans le plan (T, d_N) la courbe représentant la condition ii) : $\hbar\omega = 2\,\Delta(-d_N)$ pour le système Pb-Cd en utilisant les valeurs numériques de (IV.20) et les valeurs $(NV)_{Pb} = 0{,}39$, $(NV)_{Cd} = 0{,}17$ déduites des températures critiques. Nous avons également reporté la courbe représentative de la condition iii) $\kappa(-d_N) = 1$. On voit que la condition $\hbar\omega \gtrsim 2\,\Delta\,(-d_N)$ n'est satisfaite que pour des valeurs $d_N \gtrsim 2\mu$. Comme $\delta_N = 7500$ Å pour $\sigma^{-1} \sim 1\mu\ \Omega$ - cm, on est alors dans la limite $d_N >> \delta_N$ où nos mesures perdent de leur sensibilité. D'autre part, si la condition $\kappa(-d_N)$ est largement satisfaite, il n'en va pas de même pour la condition $K\delta_N > 1$. Il est donc normal que les extréma des courbes R(H) ne soient pas observables. Nous avons également reporté sur la figure n° IV.29 les valeurs expérimentales de $T^*(d_N)$ mesurées à ORSAY (Deutscher : communication privée). Elles sont plus faibles que celles que l'on pourrait déduire des formules (IV.20) et (IV.21). Le désaccord peut être d'origine expérimentale (sensibilité de la couche N au flux piégé) ou théorique (influence de la saturation). Toujours avec les mêmes valeurs numériques on obtient $H_o \sim 104$ Oe. La figure n° IV.22 illustre le changement de comportement des échantillons selon les valeurs de κ_N et d_N. Pour $T = 3{,}9°$ K et $d_N = 2\mu$, nous sommes dans la limite $T >> T^*(d_N)$: les valeurs numériques précédentes donnent $\kappa_N = 0{,}2$ et $\kappa(-d_N) = 14{,}8$.

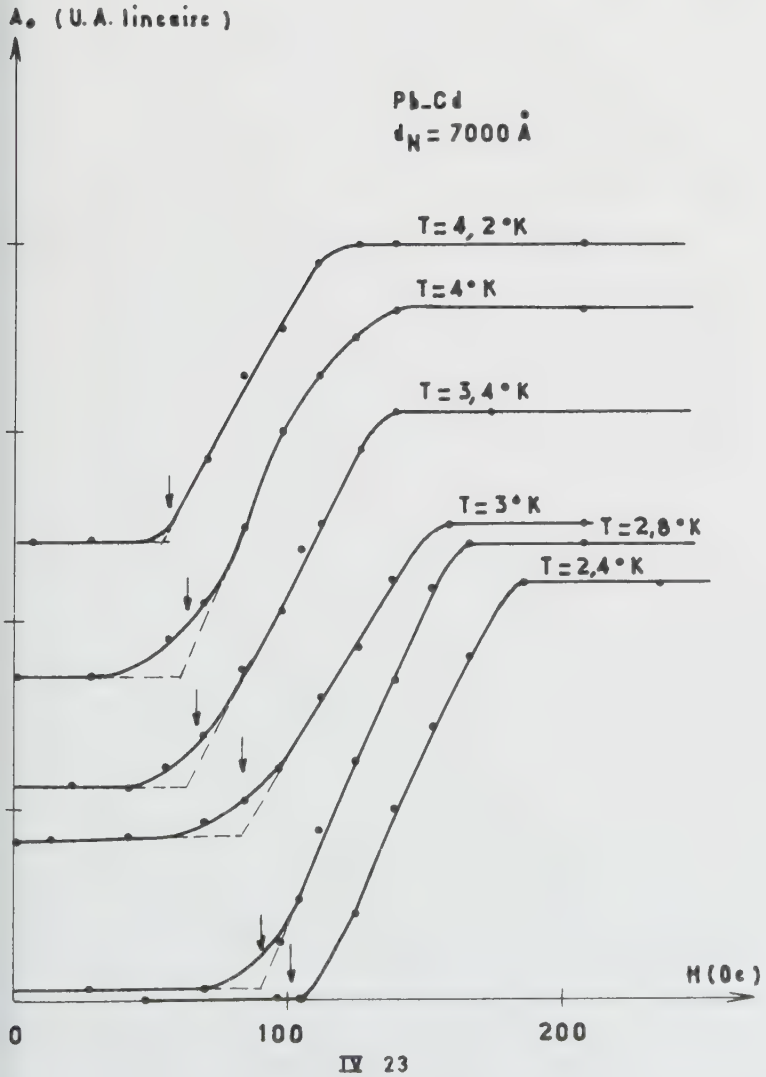
/...

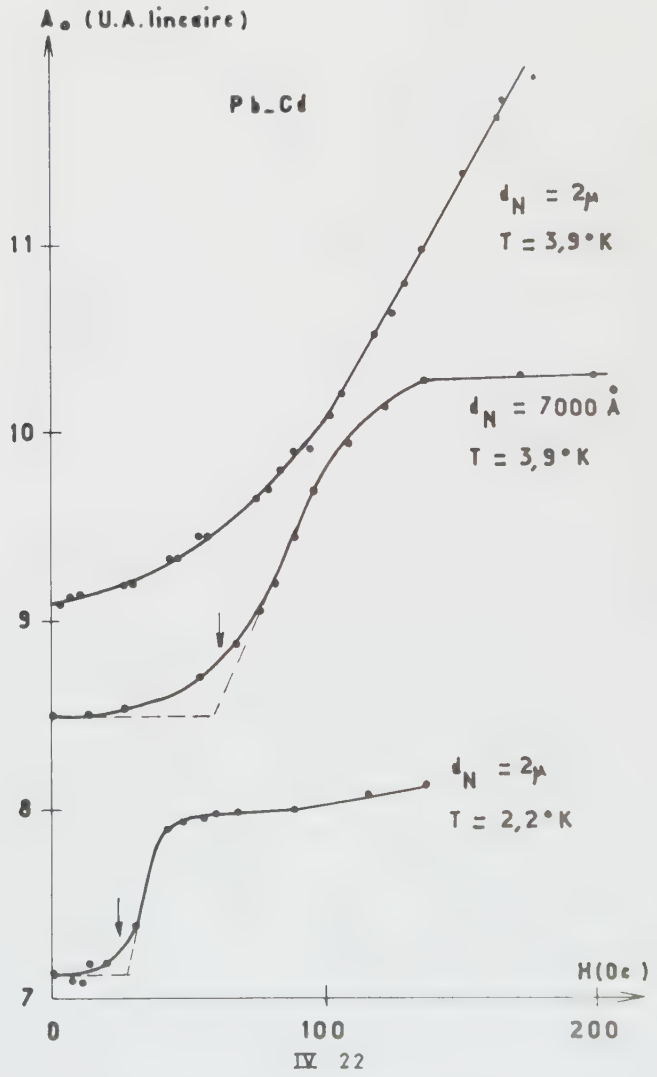


IV.20 Système Pb-Cu : variations de δFo (H) pour une structure de filtre.



IV.21 Système Pb-Cd : ligne microruban montée en guide d'ondes : étude du champ de basculement.





IV.22-23 Système Pb-Cd : Ao(H) pour différentes structures de filtres.

Même pour un champ continu nul, le flux magnétique pénètre presque jusqu'à l'interface ; la distance d'écran en champ nul ρ est telle que $d_N - \rho \sim 1{,}7\ \mu >> \delta_N$ et la variation de résistance de surface se fait donc de façon très progressive. Pour la même température et $d_N = 7000$ Å, on a : $\kappa_N = 0{,}2$ et $\kappa(-d_N) = 0{,}565$ nous sommes donc dans la région $T \lesssim T^*(d_N)$. La valeur théorique de H_b est d'après (IV.23) et (IV.25) : $H_b \sim 70$ Oe, ce qui correspond bien au coude inférieur de la courbe (la flèche indique d'ailleurs la valeur du champ à partir de laquelle la fréquence de résonance se met à varier). Le plateau dans la courbe se produit à partir d'une valeur $H \sim 110$ Oe $\sim H_o$.

Pour $d_N = 2\ \mu$ et $T = 2{,}2°$ K, nous sommes dans un cas intermédiaire : $\kappa_N = 0{,}12$, $\kappa(-d_N) = 2{,}4$, $T^*(d_N) < T < T_S$: on peut simplement noter que le plateau dans la courbe se produit à une valeur de champ intermédiaire entre $H_d \sim 15$ Oe (formule (IV.28)) et H_o. La figure n° IV.23 donne les valeurs de l'affaiblissement d'un filtre avec $d_N = 7000$ Å pour différentes valeurs de la température. Ces courbes ont été décalées les unes par rapport aux autres pour plus de clarté (l'affaiblissement ayant été multiplié par un facteur constant), mais les plateaux correspondent à une valeur très sensiblement constante de l'atténuation (donc de la résistance de surface) quelle que soit la température, ce qui est une preuve supplémentaire de ce que la supraconductivité induite dans N a bien été supprimée jusqu'à l'interface. Les flèches indiquent les valeurs de champ à partir desquelles une variation de fréquence centrale des filtres se produit.

Nos valeurs de H_b mesurées au moyen des deux techniques décrites ci-dessus sont données sur la figure n° IV.25 en même temps que celles mesurées par des méthodes de perméabilité BF par le groupe d'ORSAY (Deutscher, communication privée). Les deux types de mesures se recoupent bien compte tenu des résistivités résiduelles assez semblables des couches de cadmium utilisées. ($\sigma^{-1} \sim 1 \mu\Omega$ - cm). Les valeurs de H_b sont en accord avec la formule (IV.25) et les valeurs numériques de (IV.20).

/...

Ceci constitue donc une vérification a posteriori de la façon dont nous avons défini H_b sur nos courbes d'affaiblissement de structures en lignes de transmission. Nos mesures par points ne sont toutefois pas spécialement adaptées à la vérification de l'existence de pics éventuels dans les variations de fréquence de résonance ou de la présence d'hystérésis dans les transitions ce qui serait nécessaire pour montrer que l'on est bien au-dessous de T^*. (17,18)

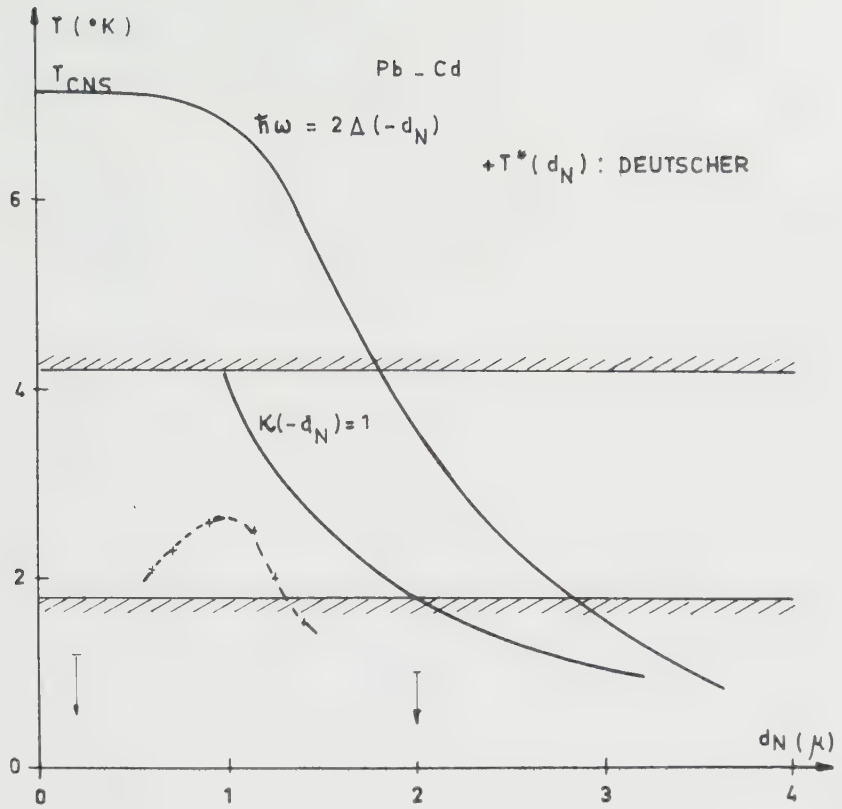
C) SYSTEME Pb 2 % Bi-Sn

1) Etude du champ de basculement

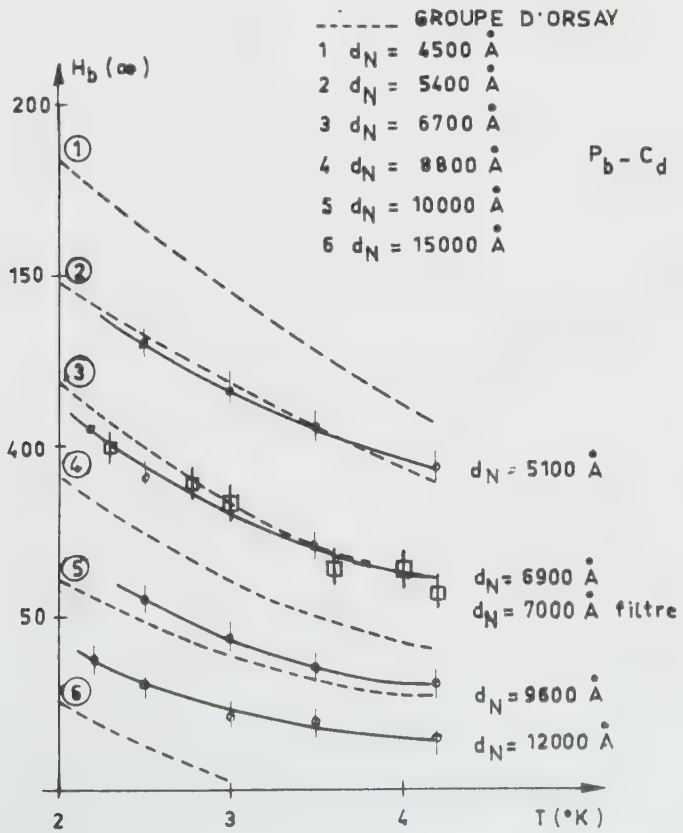
La solubilité de l'étain dans le plomb étant relativement importante, nous avons choisi de salir volontairement celui-ci par alliage avec du bismuth pour obtenir des résultats plus reproductibles. Comme pour le système Pb-Cd, nous avons utilisé des lignes microruban montées en guide d'onde (voir figure n° IV.28), ou des structures de filtres. Dans ce dernier cas, la figure n° IV.26 donne un exemple des variations d'affaiblissement pour une structure avec $d_N = 1{,}5\mu$. Les courbes ont également été décalées les unes par rapport aux autres, mais les plateaux pour $H > H_b$ correspondent à une valeur constante de l'atténuation quelle que soit la température. Ces variations d'affaiblissement sont déduites des enregistrements des courbes de réponse des filtres en fonction de la fréquence dont la figure n° IV.27 donne un exemple particulièrement net. On peut noter sur la figure n° IV.26 la raideur de la transition résistive pour $T < T_{CN} \sim 3{,}8°$ K et la reproductibilité des résultats en champ croissant ou décroissant (voir la courbe pour T=2,5° K). La définition du champ de basculement peut aussi se faire (avec moins de précision) à partir des variations de la fréquence centrale Fo du filtre en fonction du champ : sur la figure n° IV.26, les flèches marquent les valeurs du champ pour lesquelles ces variations commencent à se produire. Nous avons également tracé les variations de δFo pour T = 2,5° K sur la figure n° IV.26.

La figure n° IV.29 donne les variations de H_b en fonction de la température pour différentes valeurs de d_N, telles que nous les avons déduites des mesures ci-dessus ainsi que les valeurs obtenues par le groupe d'ORSAY (17,18) par des méthodes

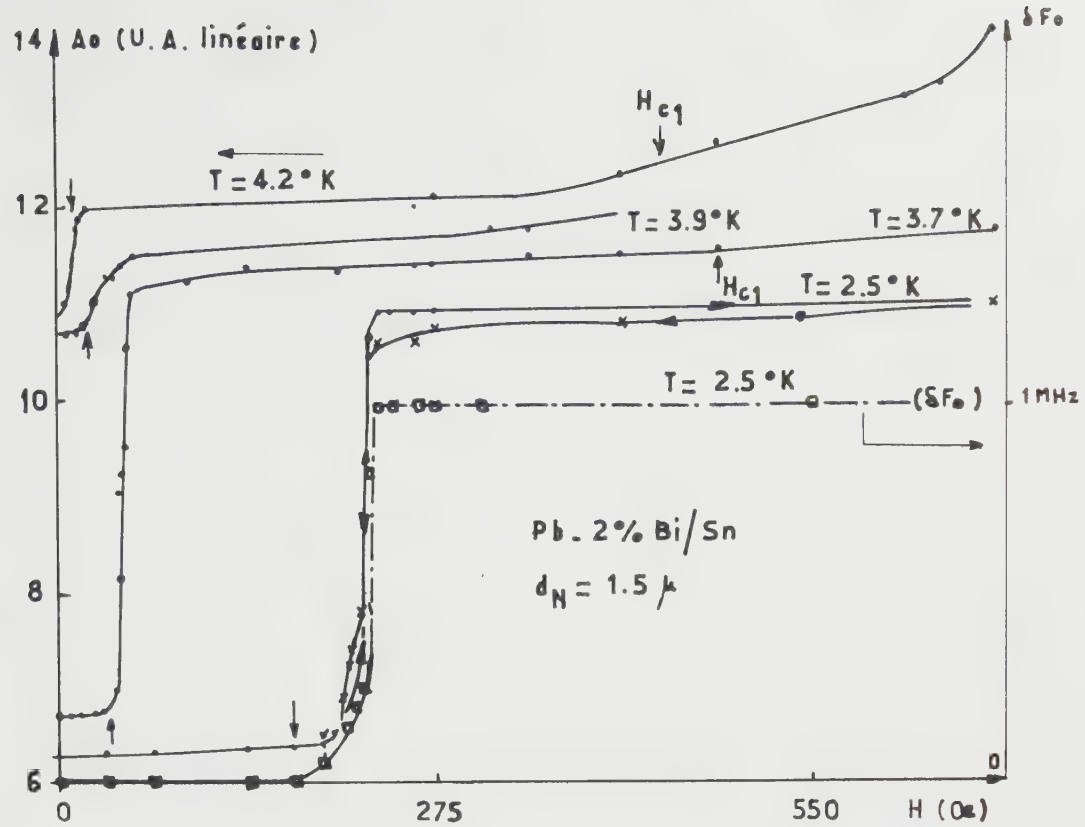
/...



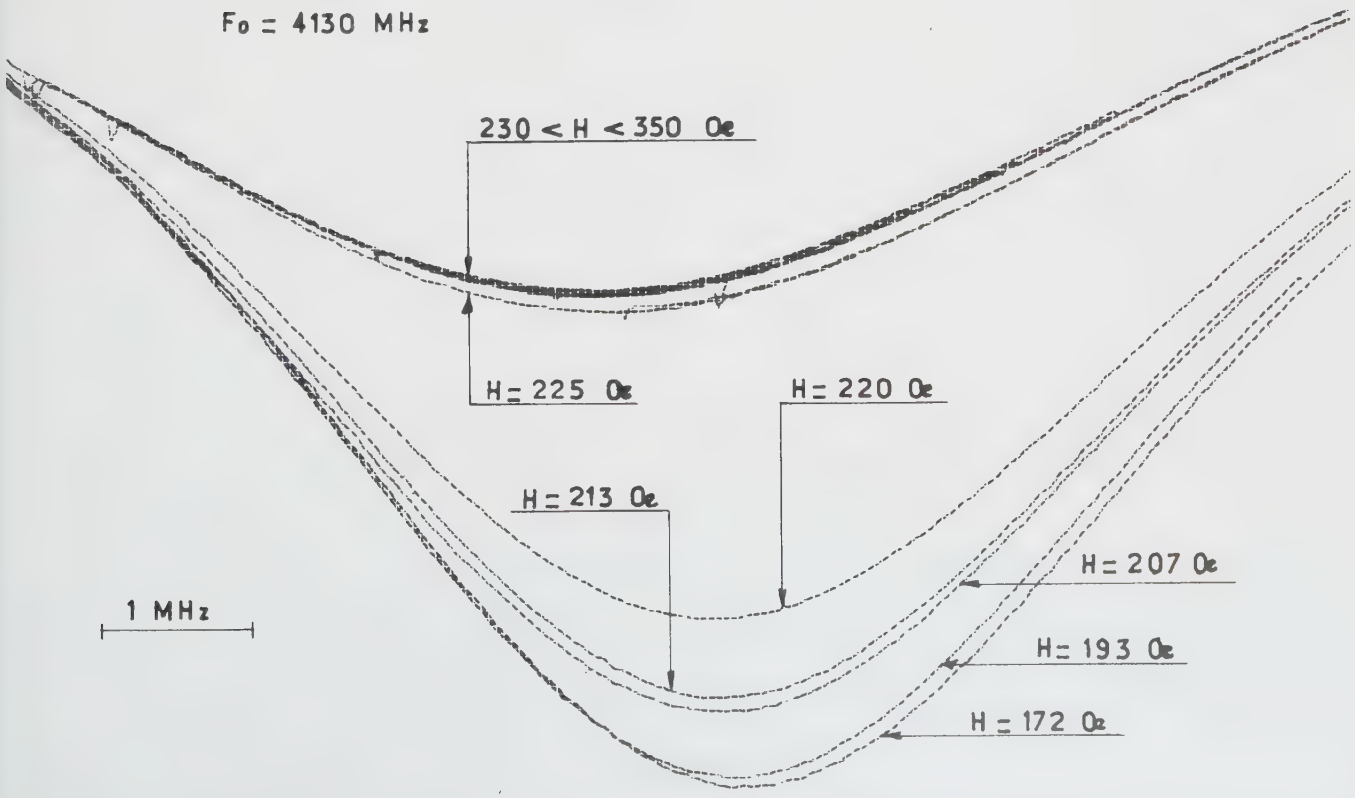
IV.24 Système Pb-Cd : courbes représentant les conditions $K(-d_N)=1$; $\hbar\omega = 2\Delta(-d_N)$ et $T^*(d_N)$ mesurée.



IV.25 Système Pb-Cd : champ de basculement H_b (∞).



IV.26 Système Pb-2% Bi-Sn : Ao(H) et δFo(H) pour une structure de filtre.



IV.27 Enregistrement des courbe. de réponse d'un filtre en Pb-2% Bi-Sn

de perméabilité BF ou d'effet tunnel. Nos résultats sont en accord satisfaisant avec ces mesures, qui, comme on le sait, constituent elles-mêmes une bonne vérification de la théorie (18). Pour illustrer cet accord, nous nous sommes contentés de présenter sur la figure n° IV.30 les valeurs de H_b pour $T=T_{CN}$ en fonction de d_N^{-1} ; la courbe théorique est due à Hurault (4,18) et ne fait appel à aucun paramètre ajustable. Elle est définie par les équations suivantes :

pour $d_N \gg X$ $\qquad H_b \sim 0{,}3\ H_1 \left(\frac{X}{d_N}\right)^2$ $\qquad$ (IV.32)

pour $d_N \lesssim X$ $\qquad H_b \sim H_1 \left(\frac{X}{d_N}\right)$ $\qquad$ (IV.33)

avec $H_1 = \sqrt{2}\ \frac{\Phi_o}{2\pi\kappa_{Sn} X^2}$

X est la constante d'intégration intervenant dans la solution de l'équation de G.L. dans N, en champ nul, pour $T = T_{CN}$, qui s'écrit (5) :

$$\gamma \frac{d^2\Delta}{dz^2} = \beta\Delta^3 \qquad \text{(IV.34)}$$

Pour d_N grand, la solution de (IV.34) est :

$$\Delta(z) \sim \frac{\Delta(-o)\ X}{X-z} \qquad \text{(IV.35)}$$

avec
$$X = \left(\frac{2\gamma}{\beta}\right)^{1/2} \frac{1}{\Delta(-o)} \qquad \text{(IV.36)}$$

Compte tenu des expressions de γ et β (5) et de la condition de raccordement à l'interface :

$$\Delta(-o) = \frac{(NV)_{Sn}}{(NV)_{Pb}}\ \Delta\ (+\ o) \sim 1{,}29\ K_B T_{CS} \qquad \text{(IV.37)}$$

on trouve : $X \sim 3200$ Å.

Ce calcul qui ne prend pas en compte explicitement la condition $\frac{d\Delta}{dz}(-d_N) = 0$ (ce qui compliquerait beaucoup la solution de (IV.34)) n'est valable en fait que si $d_N > X$; il n'est donc pas étonnant que les valeurs expérimentales de H_b soient inférieures aux valeurs théoriques données par (IV.33) lorsque $d_N \lesssim 5000$ Å. D'autre part, les équations de G.L. cessent d'être rigoureusement valables dans N lorsque d_N est trop faible.

/...

2) Champs critiques

Comme $d_S >> \lambda_S$, nous n'observons pas la transition de la face libre des supraconducteurs. Comme le montre la figure n° IV.28, la supraconductivité superficielle de S est bien supprimée. Nous avons eu accès aux valeurs de $H_{C2}(T,d_S)$ et au paramètre de G.L. effectif $\kappa_1(T, d_S)$ de nos couches de Pb-2% Bi isolées par des mesures d'aimantation en champ transverse effectuées par ailleurs (65) ; on sait que les couches suffisamment minces ont une transition du second ordre en champ pour une valeur H_T :

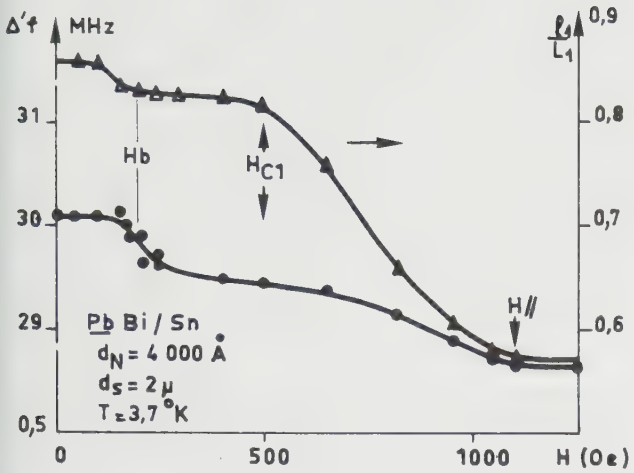
$$H_T = H_{C2}(T,d_S) = \sqrt{2}\,\kappa_1(T, d_S)\,H_C(T) \qquad (IV.38)$$

La variation de H_T est sensiblement linéaire en d_S^{-1} comme le montre la figure n° IV.31 ; dans le cas qui est le nôtre où le supraconducteur massif est lui-même de type II, on peut extrapoler linéairement les valeurs de H_T aux faibles valeurs de d_S^{-1} pour obtenir le champ de transition de couches épaisses. Pour $d_S^{-1} = 0$, nous obtenons $H_{C2} = 925$ Oe à $T = 4{,}2°$ K, en accord assez bon avec la valeur donnée par Evetts et Wade (63) : $H_{C2} = 940$ Oe pour 2,5 % de bismuth. Pour une couche avec $d_S = 2\,\mu$, $d_N = 4000$ Å par exemple, nous trouvons $\frac{H_{//}}{H_{C2}} = 1{,}04 \pm 0{,}05$.

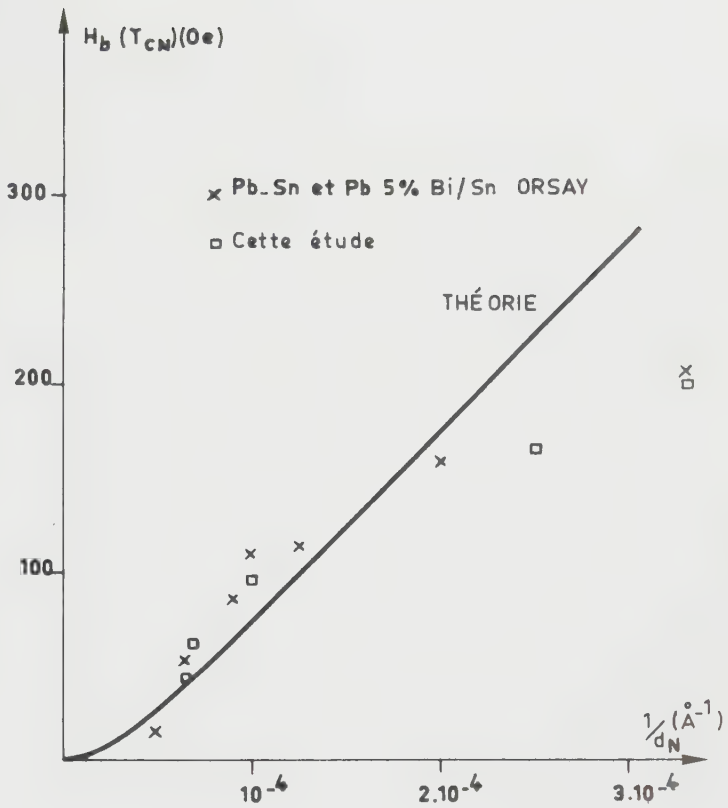
Compte tenu des résistivités résiduelles des couches : $\rho_N \sim 0{,}2\,\mu\Omega$ - cm, $\rho_S \sim 1{,}7\,\mu\Omega$ - cm ; on a $\frac{\sigma_S}{\sigma_N} \sim 0{,}12$; nous sommes certainement dans la limite où le facteur γ (équation II.21) est très inférieur à l'unité ; donc l'accord avec la théorie est qualitativement bon (voir figure n° II.4) cependant, l'imprécision des mesures de champ critique ne permet pas de vérification plus quantitative.

Pour terminer, on peut noter que nos valeurs de H_{C1} quoique également difficiles à déterminer avec précision semblent légèrement inférieures aux valeurs données par Evetts et Wade et qui sont marquées d'une flèche sur la figure n° III.26. Ces valeurs sont $H_{C1} \sim 450$ Oe à $4{,}2°$ K et $H_{C1} \sim 500$ Oe à $3{,}7°$ K.

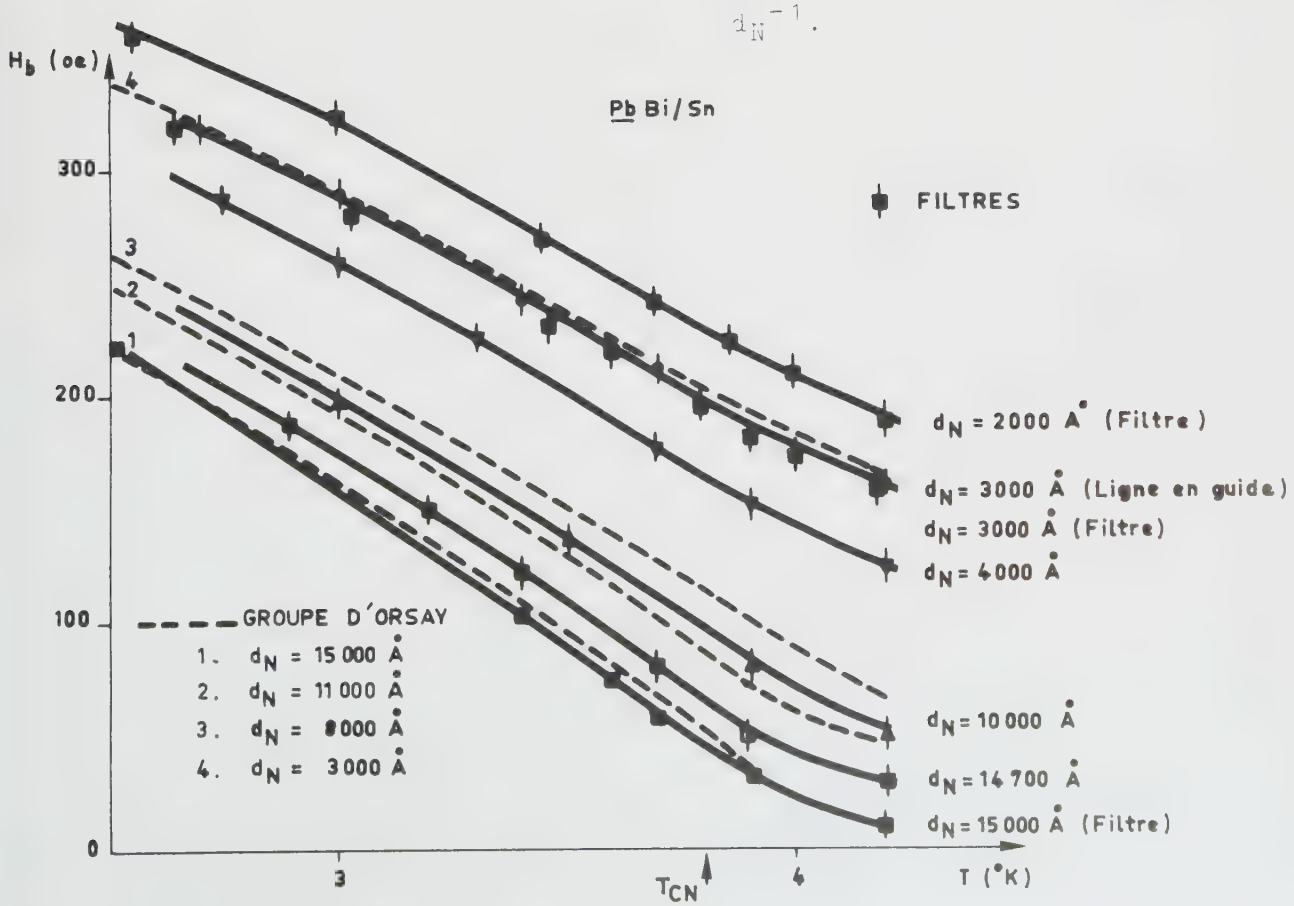
/...



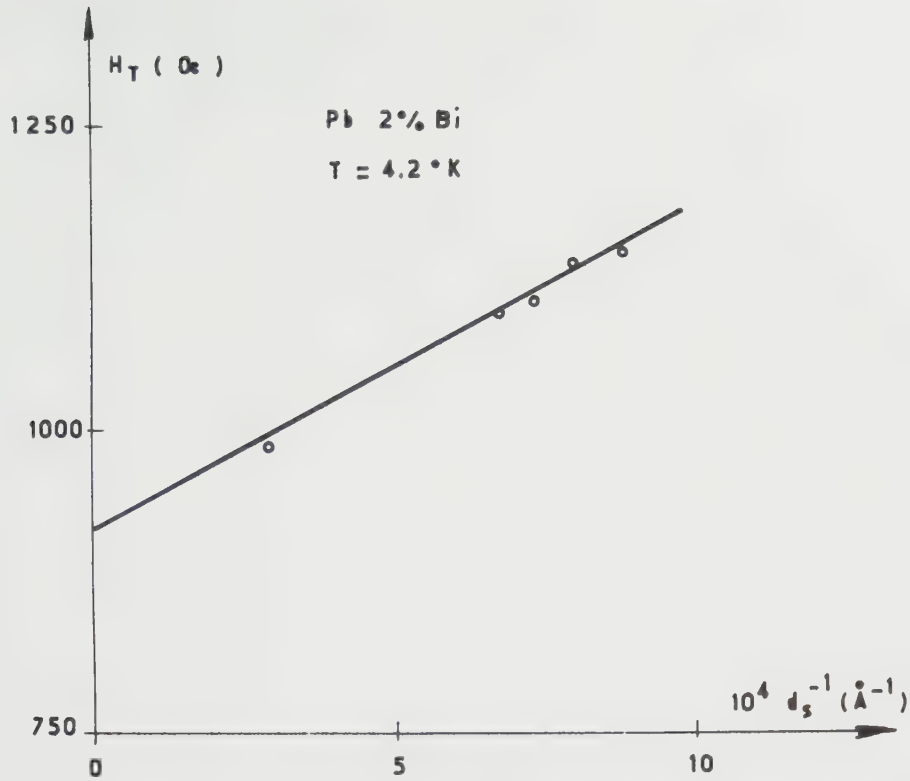
IV.28 Système Pb-2% Bi-Sn : ligne microruban montée en guide d'ondes : étude du champ de basculement.



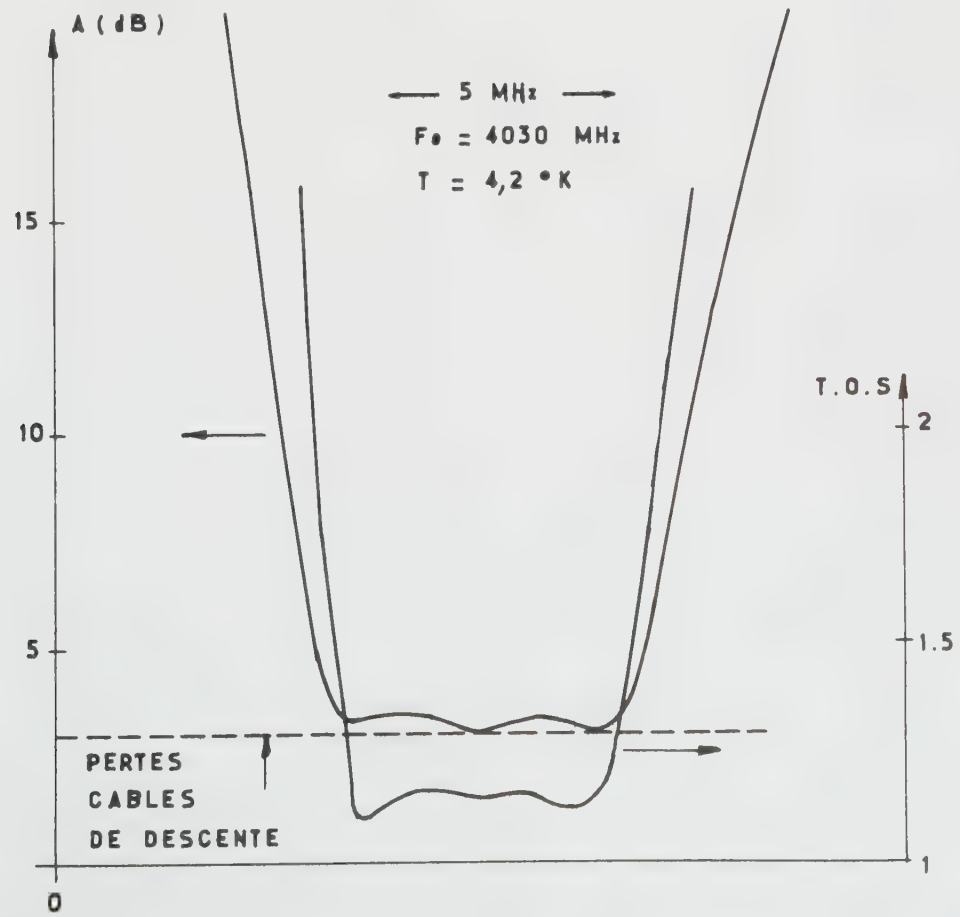
IV.30 Système Pb-2% Bi-Sn : H_b (T_{CN}) en fonction de d_N^{-1}.



IV.29 Système Pb-2% Bi-Sn : champ de basculement.



IV.31 Système Pb-2% Bi-Sn : variations de $H_{C2}(T,d_S)$ en fonction de d_S^{-1} pour T=4,2°K.



V.1 Atténuation et T.O.S. d'un filtre passe-bande supraconducteur en plomb.

CHAPITRE V

APPLICATIONS DES EFFETS DE PROXIMITE A DES DISPOSITIFS HYPERFREQUENCES

Les structures en lignes triplaques : cellules en croix, circuits à couplage capacitif, que nous avons utilisées pour le diagnostic des effets de proximité sont en fait déjà des cellules de filtre élémentaires. Leur bande passante et leur fréquence de résonance peuvent être modifiées par l'application d'un champ magnétique, comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents.

Partant de ces éléments de base, on peut appliquer les méthodes très générales de la synthèse des filtres hyperfréquences (42) pour obtenir des réseaux ayant les performances exactes désirées. Ceci a déjà été fait pour des supraconducteurs isolés (38). La figure n° V.1 montre ainsi les caractéristiques d'un filtre passe-bande en plomb à trois cellules à couplage capacitif, réalisé au CNET. On voit que l'atténuation propre due à ce filtre est pratiquement nulle dans la bande passante et que les flancs de la courbe d'affaiblissement en fonction de la fréquence sont particulièrement raides. L'adaptation est également très bonne dans la bande passante : taux d'ondes stationnaire inférieur à 1,2.

L'intérêt des effets de pénétration anormaux (dans des systèmes comme Pb-Cu ou Sn-Au) pour ce type de filtres est d'associer une profondeur de pénétration variant vite avec le champ magnétique à des pertes, qui tout en étant plus grandes que celles des supraconducteurs isolés, restent faibles et pratiquement indépendantes du champ magnétique, jusqu'au voisinage du champ critique. Ceci est évident sur les figures n° IV.11, IV.19 et IV.20 du chapitre précédent. On peut espérer ainsi obtenir un accord magnétique très fin de la fréquence d'utilisation de ces dispositifs. Le champ magnétique nécessaire peut être créé soit par une bobine supraconductrice, soit par des couches minces du type "cryotron", que l'on devra disposer de façon à ce qu'elles n'interfèrent pas avec la propagation des ondes électromagnétiques. Dans tous les cas, il faudra trouver un compromis entre les pertes admissibles et la plage d'accord

/...

désirée : cela se fera par le choix de l'épaisseur du matériau normal. Cette plage d'accord sera toujours faible -de l'ordre de 1 MHz. Par contre, un accord mécanique est toujours possible dans une grande gamme de fréquences (environ 200 MHz) et cela, sans dégradation des performances : il suffit de déplacer des coins diélectriques sous les conducteurs centraux de chaque résonateur, de façon à faire varier leur longueur électrique (36).

D'une façon très générale, le fonctionnement de nombreux éléments de circuits hyperfréquences dépend de leur longueur électrique : circulateurs en ligne microruban, adaptateurs d'impédance à lignes de longueur variable, transformateur quart d'onde, etc ... Ces éléments utilisent dans leur principe la transformation d'impédance réalisée par une ligne de transmission d'impédance caractéristique donnée et de longueur variable, fermée sur un dipôle d'impédance donnée. Dans le même ordre d'idées, la commande électrique de la vitesse de phase d'une ligne de transmission utilisée en mémoire à circulation d'impulsions serait aussi intéressante : on aurait l'analogue d'une mémoire à tambour magnétique, à vitesse de rotation variable. Newhouse (32) a montré que la capacité de stockage d'information d'une telle mémoire est proportionnelle au coefficient de surtension de la ligne (d'où l'intérêt des supraconducteurs).

On voit bien l'intérêt des effets de pénétration anormaux pour tous ces dispositifs : c'est le même que pour les filtres décrits plus haut.

Une autre façon de faire varier la longueur électrique d'une ligne est d'utiliser les variations de température au voisinage de T_C où les profondeurs de pénétration deviennent très grandes (31). Ceci est également très possible avec les effets de pénétration anormaux : les profondeurs de pénétration et leurs variations avec la température sont supérieures à celles des supraconducteurs isolés.

/...

En général, les plages d'accord pratiques par ce procédé seront toujours faibles, de l'ordre de quelques mégahertz, et généralement inférieures à la bande passante "naturelle" des dispositifs, sauf dans le cas de lignes ayant des isolants très minces. Cette bande passante "naturelle" n'est fixée que par les désadaptations d'impédances tolérables et qui seront probablement dues à d'autres éléments du circuit (transitions, connecteurs, ...).

Dans le cas de lignes à isolants très minces, la formule 17 du chapitre III se réduit à :

$$v_\phi \simeq C_D \left[1 + \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{w}\right]^{-1/2} \qquad (V.1)$$

On voit que les variations de la vitesse de phase v_ϕ peuvent devenir importantes lorsque l'épaisseur W du diélectrique est comparable aux profondeurs de pénétration λ_1 et λ_2 des supraconducteurs formant la ligne (soit donc de l'ordre de 1000 Å). De telles lignes ont été déjà réalisées (31).

L'impédance caractéristique Z_c d'une ligne à isolant mince étant très faible, on peut l'utiliser pour coupler ou extraire de la puissance hyperfréquence d'une jonction Josephson réalisée en couches minces. Le réglage fin de l'adaptation d'impédance nécessaire est possible par l'un des procédés décrits plus haut.

D'autre part, les variations quasi-linéaires sur un grand intervalle de température de la profondeur de pénétration mesurée dans le système Pb-Cd (voir figure n° IV.5) pourraient être avantageusement utilisées dans certains dispositifs spéciaux.

Pour en terminer avec les dispositifs passifs, on peut noter que la variation rapide des pertes en fonction du champ magnétique au voisinage du champ de basculement dans le système Pb-Sn pourrait être utilisée pour réaliser des atténuateurs ou des modulateurs commandables électriquement. Ceci peut se voir sur les figures n° IV.26 et IV.27 du chapitre précédent. En superposant un petit champ variable à un champ continu de polarisation, on pourrait obtenir des gains de modulation importants.

/...

La dynamique de ces dispositifs pourrait être ajustée à volonté par le choix de l'épaisseur de la couche N et de la température. Les fréquences de modulation possibles sont probablement assez élevées. Nous n'avons pas essayé de les mesurer.

On peut également songer à utiliser les non-linéarités réactives de l'impédance de surface des supraconducteurs pour obtenir de l'amplification paramétrique distribuée sur une ligne de transmission. Si l'on reprend le schéma équivalent des lignes donné sur la figure n° III.12, on peut admettre que les impédances de surface $Z_{S1}(d_1)$ et $Z_{S2}(d_2)$ des supraconducteurs sont des fonctions paires du courant parcourant la ligne. La résistance et la self inductance linéiques de celle-ci peuvent donc se mettre sous la forme :

$$L(I) = L_o + L_2 I^2 + \ldots \qquad (V.2)$$

$$R(I) = R_o + R_2 I^2 + \ldots \qquad (V.3)$$

les coefficients L_2 et R_2 sont certainement positifs : il en est ainsi pour toute cause entraînant la rupture des paires de Cooper.

Dans la référence (30), nous avons étudié le raidissement des fronts d'ondes (formation d'ondes de choc) sur une ligne de transmission présentant ce type de non-linéarité ainsi que le gain théorique d'un amplificateur paramétrique distribué à onde directe qui utiliserait cette ligne. Rappelons les résultats de ce calcul : le gain au synchronisme de l'amplificateur, pour une longueur de ligne $L = 1$ mètre, sera :

$$G_o(dB) = 26{,}04 \frac{L_2 I_p^2}{Z_c} (\omega_1 \omega_2)^{1/2} - 6 \text{ dB} \qquad (V.4)$$

si l'on désigne par ω_1 la pulsation du signal, par $\omega_2 = \omega_p - \omega_1$ la pulsation complémentaire et par I_p la valeur maxima du courant de pompe.

La bande passante à 3 dB d'un tel amplificateur est

$$B = \frac{[0{,}325 (G_o(dB) + 6)]^{1/2}}{\theta} \qquad (V.5)$$

si $\theta = \frac{L}{V_\varphi}$ est le temps de transit sur la ligne.

/...

Le coefficient L_2 est évidemment une fonction croissante des profondeurs de pénétration dans les deux supraconducteurs, d'où l'intérêt des effets de pénétration anormaux. Expérimentalement, si la variation de la réactance de surface des couches minces supraconductrices en fonction du courant qui les traverse a déjà été étudiée (60,61), il n'en va pas de même pour les bilames.

L'expérience (61) ayant montré, que pour les supraconducteurs isolés, il y a équivalence entre les effets d'un champ magnétique extérieur et d'un courant parcourant la ligne, les deux effets étant assez bien décrits par les équations de G.L., on peut admettre qu'il en sera de même dans le cas des effets de proximité. L'augmentation des profondeurs de pénétration entraîne une augmentation correspondante des pertes. Celles-ci étant toutefois faibles, cela ne doit pas modifier les performances de l'amplificateur.

Ce type d'amplificateur est intéressant car il ne nécessite qu'une puissance de pompe faible : le courant de pompe minimum nécessaire pour obtenir du gain est très inférieur au courant critique des couches minces (30). Avec les techniques actuelles de photogravure, la réalisation de plusieurs mètres de ligne microruban ne pose pas de problème particulier. Pour des questions d'encombrement, on peut être amené à replier la ligne en méandre ; il faut alors tenir compte de la dispersion de la ligne pour réaliser un projet particulier d'amplificateur.

A notre connaissance, aucun amplificateur de ce genre n'a encore été réalisé.

On peut noter que la technique d'évaporation à température ambiante utilisée, si elle n'est pas obligatoirement la meilleure pour l'étude fondamentale des effets de proximité (62) a l'avantage de donner des couches non poreuses, donc manipulables à température ambiante sans risque d'oxydation et de vieillissement ; de même, leur résistance aux cycles thermiques est meilleure que celle des couches évaporées sur substrat refroidi.

/...

Il est évident que l'ensemble des dispositifs que nous venons de décrire, ne serait intéressant que si l'on désire effectuer un traitement complet du signal hyperfréquence à basse température.

Ceci pourrait être rendu intéressant soit par la possibilité d'obtenir des coefficients de surtension élevés avec des supraconducteurs, soit par la nécessité de s'affranchir du bruit thermique.

CHAPITRE VI

C O N C L U S I O N S

Les mesures d'impédance de surface présentées dans chapitres précédents ont constitué un moyen intéressant d'étude de la réponse électrodynamique en régime linéaire de bilames N.S.

1) Les mesures de résistance de surface au voisinage de T_{CNS} ont mis très directement en évidence le caractère non local de cette réponse. La décroissance de la valeur moyenne $\overline{\Delta^2}$ du potentiel de paires dans N en $(Kd_N)^{-2}$ pour $Kd_N >> 1$ qui en est une preuve particulière lorsque N est beaucoup plus sale que S, a été vérifiée sur les systèmes Pb-Cu et Sn-Au. Dans ce dernier cas, l'utilisation de monocristaux d'étain et non de couches évaporées a permis d'éviter la formation de composés intermétalliques à température ambiante.

La variation quasi-linéaire avec la température (entre 3 et 4,2° K) de la profondeur de pénétration mesurée pour le système Pb-Cd est également une manifestation de ce caractère non local, quoique plus indirecte.

2) Les mesures de réactance de surface en champ magnétique nul ont aussi permis une mise en évidence directe en hyperfréquences du phénomène de pénétration anormale dans les systèmes Sn-Au et Pb-Cu. Les variations de cette réactance de surface avec le champ magnétique en ont apporté une preuve supplémentaire. Nos résultats sont en accord avec la théorie et les expériences existantes ; mais dans le cas de Sn-Au, cet accord n'a été rendu possible que par la prise en compte de l'effet de proximité à l'état normal prévu par Meissner et dont nous avons donné une justification théorique.

3) D'autre part, nous avons pu retrouver par nos mesures sous champ magnétique, les valeurs du champ de basculement pour les systèmes Pb-Cd et Pb-Sn. Nos résultats recoupent bien ceux du Groupe d'Orsay, compte tenu des conditions de préparation différentes des échantillons.

Dans le cas des expériences avec champ magnétique, l'exploitation des résultats expérimentaux n'a pu se faire que de façon qualitative. Nous nous trouvons ici dans une situation très analogue à celle des supraconducteurs de type II.

/...

Il n'existe aucun calcul microscopique général de l'impédance de surface, sauf au voisinage des champs de transition ou de T_{CNS}.

4) Nos expériences ont été faites à l'aide de dispositifs expérimentaux de deux types complémentaires quant à la sensibilité et au domaine d'emploi possible.

- a - un spectromètre utilisant un résonateur diélectrique ;
- b - des circuits en ligne de transmission microruban et triplaques dont nous avons fait une étude théorique et technologique détaillée.

Nous avons également montré que ce dernier type de circuits, utilisant des effets de proximité, pourrait apporter une solution élégante à certains problèmes de la cryoélectronique hyperfréquence. Nos résonateurs en ligne demi-onde à couplage capacitif sont d'une réalisation aisée. Ils devraient trouver un emploi plus fréquent dans les mesures fondamentales d'impédance de surface de couches minces de supraconducteurs de type II : l'antisymétrie imposée aux champs magnétiques hyperfréquences sur les deux faces du conducteur central d'une ligne triplaque confère à ce type de circuits un avantage certain sur les méthodes traditionnelles de mesures (2) où l'on remplace une paroi d'une cavité métallique par une couche mince déposée sur un substrat diélectrique. Dans ce cas en effet, on connaît mal la condition aux limites imposée aux champs sur la face de la couche extérieure à la cavité (39,40).

On mesure alors un mélange compliqué des parties réelles et imaginaires de la conductivité complexe du matériau (39) et il est difficile d'en extraire les informations désirées.

En ce qui concerne les effets de proximité, certaines expériences sont encore à faire :

- Etude des effets de proximité avec des matériaux magnétiques. Détermination précise de la longueur d'extrapolation b. Présence ou non d'une bande d'énergie interdite dans le spectre des excitations.
- Etude de l'influence de la puissance hyperfréquence et du taux de génération d'harmoniques trois.

C'est sur ces sujets que pourraient porter nos prochaines investigations.

B I B L I O G R A P H I E

1 - FANELLI (R.), MEISSNER (H.), Phys. Rev. 147 n° 1 227 (1966)

- MEISSNER (H.), FANELLI (R.), Final Report. Office of Naval Research Contract N. ONR 263 (32) - Stevens Institute of Technology - Non publié.

2 - FISCHER (G.), KLEIN (R.), Phys. Kondens. Materie 7 12 42 (1968)

3 - WALDRAM (J.R.), Proceedings of the 10th Internat. Conf. on Low Temp. Physics - Moscou (1966)

4 - HURAULT (J.P.), Thèse de Doctorat d'Etat, ORSAY (1968)

5 - DE GENNES (P.G.), "Superconductivity of Metals and Alloys" (Benjamin New-York 1967)

6 - DEUTSCHER (G.), DE GENNES (P.G.), "Proximity Effects" dans "Superconductivity" de R. PARKS (M. DEKKER - New-York 1969)

7 - WERTHAMER (N.R.), Phys. Rev. 132 2440 (1963)

8 - SILVERT (W.), COOPER (L.N.), Phys. Rev. 141 336 (1966)

9 - DE GENNES (P.G.), Rev. Mod. Phys. 36 225 (1964)

10 - SMITH (R.O.), MAC LEAN (W.L.), SERIN (B.), Journal of Low Temp. Physics 4 n° 3 317 (1971)

11 - ZAITSEV (R.O.), Soviet Physics. J.E.T.P. 23 n° 4 702 (1966)

12 - GORKOV (L.P.), Soviet Physics J.E.T.P. 10 998 (1960)

13 - FINK (H.J.), MARTINOLI (P.), Journal of Low Temp. Physics. 4 n° 3 305 (1971)

et FINK (H.J.) - PRESSON (A.G.), Phys. Rev. B1 221 (1970)

14 - GUYON (E.), MARTINET (A.), MAURO (S.), MEUNIER (P.), Phys. Kondens. Materie 5 123 (1966)

15 - DEUTSCHER (G.), HURAULT (J.P.), VAN DALEN (P.A.), J. Phys. Chem. Solids 30 509 (1969)

16 - DEUTSCHER (G.), Solid State Communications, 9 891 (1971)

17 - MARTINET (R.), Thèse de Doctorat d'Etat, ORSAY (1966)

18 - Orsay Group on Superconductivity. Physic. Kondens. Materie, 6 307 (1967)

/...

19 - DE GENNES (P.G.), MATRICON (J.), Solid State Communications, 3 151 (1965)

20 - MATRICON (J.), Thèse de Doctorat d'Etat, ORSAY (1966)

21 - Pour une revue des propriétés et des applications de ce type de résonateurs voir :

KARP (A.), SHAW (J.J.), WINSLOW (D.K.) IEEE Trans. on MTT, MTT 6 n° 10,818 (1968)

22 - GLOSSER (R.), Phys. Rev. 156 n° 2 500 (1967)

23 - DRESSELHAUSS (M.S.), DOUGLASS (D.H.), KYHL (R.L.) "Proceedings of L.T. 8" Londres (1962) R.O. DAVIES ed. (Butterworth)

24 - KYHL (R.L.) Rev. Scient. Instrum. 39 373 (1968)

25 - MOLE (A.), SOUTIF (M.) Onde électrique 429 183 (1967)

26 - OKAYA (A.), BARASH (L.F.) Proc. I.R.E. 50 2081 (1962)

27 - SLATER (J.S.) "Microwave Electronics" p. 67-70 (Van Nostrand 1951)

28 - WALDRAM (J.R.) Advances in Physics 13 n° 49 (1964)

29 - SWIHART (J.C.) J. Appl. Phys. 32 461 (1961) ; voir aussi MEYERS (N.H.) P.I.R.E. 49 n° 11 1640 (1961)

30 - COMBET (H.A.), MINET (R.), GUENAIS (C.) Annales des Télécommunications 25 n° 3-4 129 (1970)

31 - MASON (P.V.), GOULD (R.W.) J. Appl. Phys. 40 n° 5 2039 (1969)

32 - NEWHOUSE (V.L.), BOBITT (J.S.) Proceedings of the Europhys. Applied Superconductivity Colloquium Smolenice 1969. Electrotechniky Casopis (Bratislava) 31 4-6 336 (1970)

33 - HALBRITTER (J.) Externer Bericht 3/68-8 Kernforschungszentrum Karlsruhe (1968)

34 - FEUTREN (J.) Rapport de stage au CNET-LANNION, Département PAC (Août 1969)

35 - CAULTON (M.), HUGHES (J.J.), SOBOL (H.) RCA Review Septembre 1966

36 - MINET (R.), COMBET (H.A.), Colloque International sur la Microélectronique Avancée Paris (avril 1970) (CHIRON Editeur)

/...

37 - CAMPBELL (J.J.), IEEE Trans on MTT, MTT 16 n° 3 165 (1968)

38 - COMBET (H.A.), Revue de Physique Appliquée. Aparaître

39 - HOLZER (W.), WAYSAND (G.), GUYON (E.) Proceedings of the 12th Internat. Conf. on Low Temp. Phys. TOKYO (1970)

40 - WAYSAND (G.) Communication privée

41 - RICHARDSON (J.K.), Microwaves p. 100-105 (juin 1968). Cette référence contient une bibliographie complète sur les filtres à capacité série.

42 - MATTHEI (G.L.), YOUNG (L.), JONES (E.M.T.) "Microwaves filters ; Impédance matching networks and coupling structures" Mac Graw Hill (1964)

43 - MAXWELL (E.) "Superconducting Resonant Cavities" dans "Progress in Cryogenics" Vol. 4 K. MENDELSOHN Ed. (Heywood)

44 - FEDER (R.), BERRY (B.S.), Journal of Applied Crystallography 3, n° 5-372 (1970)

45 - KLOKHOLM (E.) et CHIOU (C.), Acta Metallurgica 14, n° 4-565 (1966)

46 - NEUGEBAUER (C.A.) Comptes rendus du Colloque International sur les couches minces - CANNES - octobre 1970

47 - GONZALEZ (C.) Acta Metallurgica, 15 1373 (1967)

48 - CHATTERJEE (A.), FABIAN (D.J.) Acta Metallurgica 17 1141 (1969)

49 - Voir LYNTON (E.A.) "Superconductivity". Methuen's monograph on Physical subjects p. 132 (LONDRES 1962)

50 - COMBET (H.A.) J. Phys. Chem. Solids, 31 2607 (1970)

51 - MEISSNER (H.) Phys. Rev. 147 n° 1 - 255 (1966)

52 - KITTEL (J.), "Introduction to Solid State Physics" p.250 John Wiley and Sons New-York (1956)

53 - DUFFY (R.J.) et MEISSNER (H.) Phys. Rev. 147 n° 1 - 248 (1966)

54 - FEDER (J.), MAC LACHLAN (D.S.) Phys. Rev. 177 n° 2 - 763 (1969)

55 - COMBET (H.A.), CHOUAN (Y.), THEPAULT (E.) Cryogenics 102-106 (avril 1971)

56 - ADKINS (C.D.), KINGTON (B.W.) Phys. Rev. 177 n° 2 - 777 (1969)

/...

57 - HAUSER (J.J.) Physics 2 n° 6 - 247 (1966)

58 - HANSEN (M.) "Constitution of Binary Alloys" - Mac Graw Hill

59 - MILLER (P.B.) Phys. Rev. 118 n° 4 - 928 (1960)

60 - GITTLEMAN (J.), ROSENBLUM (B.), SEIDEL (T.E.) et WICKLUND (A.V.) Phys. Rev. 137 A 527 (1965)

61 - ALPHONSE (G.A.), BERNSTEIN (L.) J. Appl. Phys. 38 5097 (1967)

62 - VALETTE (C.) Thèse de Doctorat d'Etat, ORSAY (1971)

63 - EVETTS (J.E.), WADE (J.M.A.) J. Phys. Chem. Solids, 31 973 (1970)

64 - REUTER (G.E.), SONDHEIMER (E.H.) Proc. Roy. Soc. (London) A 195 336 (1949)

65 - PINEL (J.), COMBET (H.A.), SCHMOUKER (J.) Phys. Stat. Sol.(a) 1 K 65 (1970)

66 - GILCHRIST (J.), MONCEAU (P.) J. Physics. C 3 1399 (1970)

67 - BAIXERAS (J.), BODIN (C.), Journal de Physique, à paraître.

-°-

ANNEXE I

EFFETS DE PROXIMITE A L'ETAT NORMAL

SOMMAIRE

I - Calcul de la résistance hyperfréquence d'une couche métallique plaquée sur un substrat massif p. 79

II - Bibliographie de l'annexe I. p. 85

Pour des raisons de cohérence de notation avec des travaux anciens, nous utiliserons des unités gaussiennes dans ce chapitre.

I - CALCUL DE LA RESISTANCE HYPERFREQUENCE D'UNE COUCHE MINCE METALLIQUE PLAQUEE SUR UN SUBSTRAT MASSIF

Soit une couche mince métallique en bon contact électrique avec un métal massif. Dans le cas où la diffusion des électrons à l'interface entre la couche mince et le substrat est faible, et où le l.p.m. des électrons dans ce substrat est grand, ce qui est vrai pour un matériau pur aux basses températures, Meissner (1) a montré, à l'aide d'un modèle de Drude, que la résistivité effective de la couche (à prendre en compte pour le calcul de l'impédance de surface du matériau plaqué) était très inférieure à celle que l'on aurait si le contact électrique entre les deux matériaux était mauvais. On peut ainsi parler d'un "effet de proximité à l'état normal". Dans la limite des faibles épaisseurs de couches, Meissner obtient le résultat suivant :

$$\frac{\sigma_{eff}}{\sigma_N} = 2\,\frac{\delta_S}{\ell_N} \qquad \text{(AI1)}$$

σ_{eff} : conductivité effective de la couche plaquée en contact avec le substrat.

σ_N : conductivité de la couche isolée.

/...

ℓ_N : l.p.m. des électrons dans la couche.

δ_S : épaisseur de peau anormale dans le substrat.

Nous allons reformuler le problème en résolvant formellement l'équation de Boltzmann linéarisée, selon les méthodes utilisées pour la théorie de l'effet de peau anormal (2) et celle de la conductivité de couches minces (3). La géométrie utilisée est celle de la figure n° AI1. La fonction de distribution peut s'écrire :

$$f\ (\underset{\sim}{v},\ \underset{\sim}{r}) = f_o\ (\underset{\sim}{v}) + f_1\ (\underset{\sim}{v},\ z)$$

f_o est la distribution de Fermi.

f_1 est solution de l'équation de Boltzmann linéarisée :

$$\frac{\delta f_1}{\delta z} + \frac{1 + j\omega\tau}{\tau v_z}\ f_1 = \frac{q}{m v_z}\ \frac{\delta f_o}{\delta v_z}\ E\ (z) \qquad (AI2)$$

où τ est le temps de relaxation et E (z) le champ électrique.

Nous supposerons $\omega\ \tau << 1$ et nous poserons $\tau\ v_z = \ell_z$

La solution générale de (AI2) est :

$$f_1\ (\underset{\sim}{v},z) = \exp\ (\frac{-z}{\ell_z})\ .$$

$$.\left\{ F\ (\underset{\sim}{v}) + \frac{q}{m v_z}\ \frac{\delta f_o}{\delta v_z} \int_{z_o}^{z} E(u)\ \exp\ (\frac{u}{\ell_z})\ du \right\} \qquad (AI3)$$

La densité de courant est alors donnée par :

$$J\ (z) = -\ 2\ q\ (\frac{m}{h})^3 \iiint v_z\ f(\underset{\sim}{v},\ z)\ dv_x\ dv_y\ dv_z \qquad (AI4)$$

et les équations de Maxwell s'écrivent :

$$-\ \frac{dH}{dz} = j\omega E + \frac{4\pi}{c}\ J \qquad (AI5)$$

$$\frac{d^2E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2}\ E = \frac{4\pi j\omega}{c^2}\ J \qquad (AI6)$$

F $(\underset{\sim}{v})$ a des expressions analytiques différentes selon que $v_z \gtrless 0$ et que l'on se trouve dans la région N ou S. Pour calculer ces expressions, nous disposons :

/...

1) des conditions de raccordement de f_1 en $z = d_N$:
si l'on note par $f_1^{\pm}$ les expressions de f_1 correspondant à $v_z \gtrless o$

$$f_1^{\pm}{}_{(N)}(d_N) = f_1^{\pm}{}_{(S)}(d_N)$$

2) de la condition de régularité de $f_{1\,(S)}^{-}(z)$ pour $z \to \infty$

3) des conditions aux limites pour z = o. Pour simplifier et comparer nos résultats à ceux de Meissner, nous supposerons la réflexion spéculaire à la surface de l'échantillon :

$$f_1^{+}{}_{(N)}(v_x, v_y, v_z, o) = f_1^{-}{}_{(N)}(v_x, v_y, -v_z, o)$$

Un calcul analogue à ceux des références (2) et (3) et que nous ne détaillerons pas, permet d'écrire (AI4) sous les formes :

$$J_N(z) = \frac{2\pi q^2 m^2 \overline{v^2}_N}{h^3} \cdot \left[\int_{d_N}^{\infty} E(u)\, K_o\left(\frac{z}{\ell_N} - \frac{d_N}{\ell} + \frac{u}{\ell_S}\right) du + \int_{d_N}^{\infty} E(u) K_o\left(\frac{z}{\ell_N} + \frac{d_N}{\ell} - \frac{u}{\ell_S}\right) du \right.$$
$$\left. + \int_{-d_N}^{+d_N} E(u) K_o\left(\frac{z+u}{\ell_N}\right) du \right] \qquad \text{(AI7)}$$

$$J_S(z) = \frac{2\pi q^2 m^2 \overline{v^2}_S}{h^3} \cdot \left[\int_{d_N}^{\infty} E(u) K_o\left(\frac{z-u}{\ell_S}\right) du + \int_{-d_N}^{+d_N} E(u) K_o\left(\frac{-d_N}{\ell} + \frac{u}{\ell_N} + \frac{z}{\ell_S}\right) du \right.$$
$$\left. + \int_{d_N}^{\infty} E(u)\, K_o\left(-\frac{2d_N}{\ell} + \frac{u+z}{\ell_S}\right) du \right] \qquad \text{(AI8)}$$

avec $\frac{1}{\ell} = \frac{1}{\ell_N} - \frac{1}{\ell_S}$

$$K_o(u) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^2\theta \operatorname{tg}\theta\, e^{-\frac{|u|}{\cos\theta}}\, d\theta \qquad \text{(AI9)}$$

et $\overline{v^m} = \int_0^{\infty} v^m \frac{\delta f_o}{\delta v}\, dv$

Les densités de porteurs sont alors données par l'expression classique :

$$n_{N,S} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{m \overline{v}_{N,S}}{h} \right)^3 \qquad \text{(AI10)}$$

et les conductivités en continu s'écrivent :

$$\sigma_{N,S} = \frac{n_{N,S}\, q^2\, \ell_{N,S}}{m\, \overline{v}_{N,S}} \qquad \text{(AI11)}$$

/...

Dans le cas de deux matériaux N et S identiques, on vérifie bien que (AI7) et (AI8) se ramènent à l'équation (14) de la référence (2) soit :

$$J_{(N)}(z) = J_{(S)}(z) = \frac{2\pi q^2 m^2 \overline{v^2}}{h^3} \int_{-\infty}^{+\infty} E(u)\, K_o\left(\frac{z-u}{\ell}\right) du \qquad (AI12)$$

Dans le cas général, la résolution du système d'équations intégrales formé par (AI6)(AI7) et (AI8) ne peut se faire que sur calculateur. On peut néanmoins essayer de faire des approximations en se donnant une répartition plausible de champ électrique. Dans la limite $d_N << \delta_N$ qui est la nôtre, on peut faire les hypothèses suivantes (1) :

$$E(z) = E_o \text{ pour } |z| < d_N$$

$$E(z) = E_o \exp\left[- \frac{(z-d_N)}{\delta_S} \right] \text{ pour } |z| > d_N$$

Le calcul de $J_{(N)}(z)$ et $J_{(S)}(z)$ peut alors se faire explicitement à l'aide des fonctions exponentielles intégrales généralisées (4) :

$$Ei_n(x) = \int_1^\infty \frac{e^{-sx}}{s^n}\, ds \qquad (Re(x) > 0)$$

Posons pour simplifier :

$$\frac{2\pi q^2 m^2 \overline{v^2}_{N,S}}{h^3} = \alpha_{N,S} \; ; \; \frac{\ell_S}{\ell_N} = \beta \; ; \; \frac{\ell_S}{\delta_S} = \gamma \; ; \; \frac{2d_N}{\ell_N} = \varepsilon \; ; \; \frac{z - d_N}{\ell_S} = z_o$$

Les densités de courant se mettent sous la forme :

$$J_N(z) = \alpha_N \sum_{i=1}^{3} K_i(\beta z_o) \qquad (AI13)$$

$$J_S(z) = \alpha_S \sum_{i=1}^{3} J_i(z_o) \cdot \qquad (AI13')$$

/...

avec :

$$K_1(u) = \delta_S E_o \left\{ - Ei_3 |u| + \frac{1}{\gamma} Ei_2 |u| + \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2} \left[Ei_1 |u| - e^{-\gamma|u|} Ei_1 [(1+\gamma) u] \right] \right\}$$

$$K_3(u) = K_1(u + \varepsilon)$$

$$K_2(u) = \delta_S E_o \left[U(u+\varepsilon) + U(u) - 2U(o) \right]$$

U(u) étant défini comme $U(u) = Ei_4(u) - Ei_2(u)$

$$J_1(u) = \ell_S E_o \left\{ e^{-\gamma u} K(\gamma) + \frac{1}{\gamma} \left[- Ei_3 |u| - \frac{1}{\gamma} Ei_2 |u| \right] + \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^3} \left[Ei_1 |u| - e^{-\gamma u} Ei_1 |(1-\gamma) u| \right] \right\}$$

$K(\gamma) = \frac{2}{\gamma^2} + \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^3} \text{Log} \frac{1+\gamma}{1-\gamma}$ étant la fonction déjà introduite par Reuter et Sondheimer (2).

$$J_3(u) = \delta_S E_o \left\{ - Ei_3 |u+\varepsilon| + \frac{1}{\gamma} Ei_2 |u+\varepsilon| + \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2} \left[Ei_1 |u+\varepsilon| - e^{\gamma|u+\varepsilon|} Ei_1 |(1+\gamma)(u+\varepsilon)| \right] \right\}$$

$$J_2(u) = \ell_N E_o \left[U(u+\varepsilon) - U(u) \right]$$

Par intégration, nous obtenons les courants correspondants :

$$I_{(N)} = \int_o^{d_N} J_{(N)}(z)\, dz = \alpha_N \ell_N \sum_{i=1}^{3} \left[F_i(o) - F_i(-\tfrac{\ell}{2}) \right] \qquad (AI14)$$

F_i désignant une primitive de K_i ;

$$I_{(S)} = \int_{d_N}^{\infty} J_{(S)}(z)\, dz = - \alpha_S \ell_S \sum_{i=1}^{3} G_i(o) \qquad (AI15)$$

G_i désignant une primitive de J_i.

/...

Le courant total $I = \int_o^\infty J(z)\, dz$ est tel que :

$$\frac{I}{E_o} = \frac{1}{Z} = \frac{I_{(N)}}{E_o} + \frac{I_{(S)}}{E_o} = \frac{1}{Z_{(N)}} + \frac{1}{Z_{(S)}} \qquad (AI16)$$

Dans les calculs précédents, nous devrons maintenant faire tendre ε vers o. Nous utiliserons les développements limités des exponentielles intégrales. Un calcul long mais simple montre que, comme on pouvait le prévoir :

$$\frac{1}{Z_{(S)}} = \sigma_S \delta_S + O(\varepsilon) \qquad (AI17)$$

$O(\varepsilon)$ désignant un infiniment petit d'ordre ε.

On trouve de même que :

$$\frac{1}{Z_{(N)}} = \alpha_N \ell_N \delta_S F(\gamma)\varepsilon + \alpha_N \ell_N^2 O(\varepsilon^2 \log \varepsilon) \qquad (AI18)$$

avec $$F(\gamma) = -\frac{1}{2} + \frac{1}{\gamma} + \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2} \log(1+\gamma) \qquad (AI19)$$

Si l'on pose $\frac{1}{Z_{(N)}} = \sigma_{eff}\, d_N$, on voit que

$$\frac{\sigma_{eff}}{\sigma_N} = \frac{3}{4} F(\gamma) \frac{2\delta_S}{\ell_N} \qquad (AI20)$$

Puisque dans le cas d'une réflexion spéculaire [2]

$$\delta_S^3 = \left(\frac{8}{9}\right)^3 \frac{\sqrt{3}\, c^2 \ell_S}{8\pi^2 \omega \sigma_S}$$

et que d'après (AI17) :

$$\sigma_S \delta_S \simeq \frac{c^2}{4\pi\omega\delta_S}$$

on trouve $\gamma \simeq 5{,}2$; $F(\gamma) \sim 1{,}4$ (voir figure n° AI2) : donc l'équation (AI20) se réduit bien à la formule de Meissner. Cette formule est en accord avec les résultats d'un calcul sur ordinateur de Baraff (5) utilisant le même modèle, dans le même cas d $d_N \ll \ell_N$, pour l'étude de l'influence des rugosités de surface sur la résonance cyclotron en champ transverse. Bien que dans ce cas, $\omega\tau \gg 1$, notre calcul reste valable puisque l'inégalité

/...

caractéristique de l'effet de peau anormal [2] soit :

$\frac{\ell}{\delta_{c\ell}} >> (1 + \omega^2 \tau^2)^{3/4}$ reste vérifiée.

La figure n° AI3 donne les variations de l'inverse de la résistance de surface réduite ρ en fonction de d_N, déduite des diagrammes de Baraff (5), ℓ_S et ℓ_N étant constants. La droite est théorique et déduite des formules (AI16) à (AI20). Le fait que le calcul de Baraff suppose une réflexion diffuse à la surface ne doit pas intervenir du fait de la normalisation des résultats. Nous voyons que l'accord est très satisfaisant.

Dans le cas où la condition $d_N << \ell_N$ n'est pas vérifiée, la formule générale de Meissner (1) s'écrit :

$$\frac{\sigma_{eff}}{\sigma_N} = 1 + \left[2\frac{\delta_S}{\ell_N} - 1\right]\frac{\ell_N}{4d_N} \text{ Log } \frac{1 + p\frac{\ell_S}{\ell_N}}{1 + p\frac{\ell_S}{\ell_N}\exp\left[-\frac{4d_N}{\ell_N}\right]} \qquad \text{(AI21)}$$

où p est la probabilité pour un électron de passer de S en N sans être diffusé.

Des graphes de la formule (AI21) sont donnés sur la figure n° A14 pour les valeurs numériques correspondant à nos expériences sur le couple Sn - Au. Dans l'établissement de la formule (AI21), Meissner a supposé $d_N << \delta_S$. Si cette hypothèse n'est pas vérifiée, on trouve, avec son modèle, une variation moins rapide de $\frac{\sigma_{eff}}{\sigma_N}$ même pour des valeurs de $d_N \simeq 2\,\ell_N$ (courbe 4 sur la figure n° AI4).

BIBLIOGRAPHIE DE L'ANNEXE I

1 - MEISSNER (H.) Phys. Rev. 147 n° 1 235 (1966)

2 - REUTER (G.E.), SONDHEIMER (E.H.) Proc. Roy. Soc. (London) A 195 336 (1949)

3 - FUCHS (K.) Proc. Camb. Phil. Soc. 34 100 (1938)

4 - WHITTAKER (E.T.), WATSON (G.N.) Modern Analysis Cambridge University Press

5 - BARAFF (G.A.) Phys. Rev. 187 n° 385 1 (1969).

ANNEXE II

PREPARATION DES ECHANTILLONS

SOMMAIRE

I - CRISTAUX D'ETAIN p. 86
II - EVAPORATION DES COUCHES MINCES p. 87
- Méthode d'obtention
- Méthodes de contrôle
- Evaporation d'alliages
- Dosages chimiques
III - BIBLIOGRAPHIE DE L'ANNEXE II. p. 91

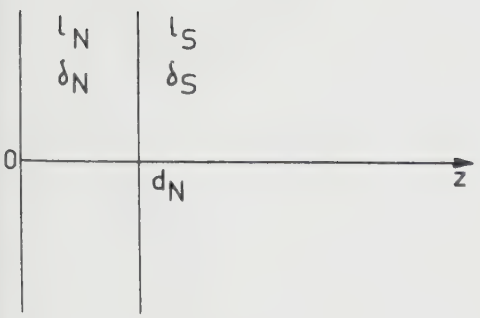
I - CRISTAUX D'ETAIN

Les plaques d'étain utilisées (diamètre 20 mm, épaisseur 4 mm) ont été découpées et rectifiées par électroérosion à partir d'un monocristal obtenu par la méthode de Bridgman-Stockbarger à partir d'étain pur (Hoboken 99,999 %). Des diagrammes de rayons X pris sur la section ont montré que la zone centrale se composait d'un seul cristal dans la zone découpée, avec une concentration de défauts plus élevée à la périphérie qu'au centre.

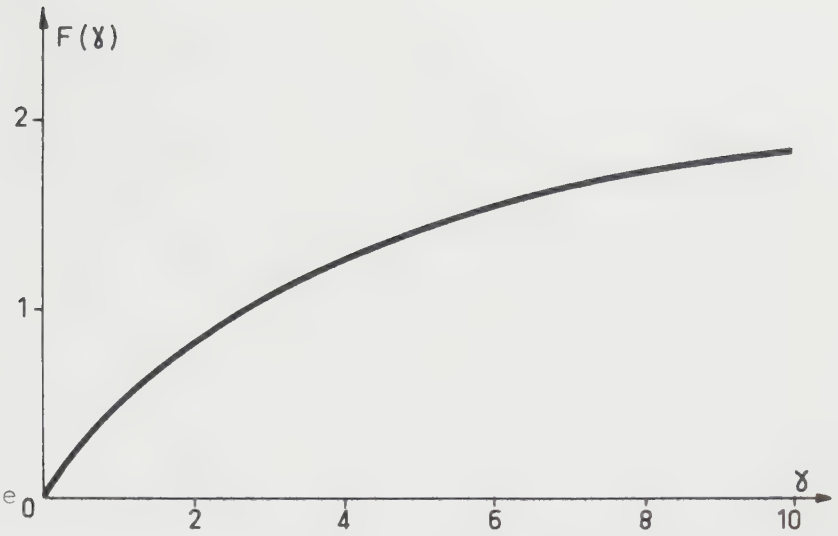
Pour éviter tout effet dû à l'anisotropie de l'étain, seulement deux plaques provenant de la même zone du cristal ont été utilisées pour tous les échantillons Au-Sn. Les échantillons ont subi un polissage électrolytique* théoriquement suffisant pour ôter toute la couche perturbée par l'électroérosion. Les plaques ont été montées dans l'évaporateur immédiatement après la fin du polissage. Après l'évaporation des couches d'or, les échantillons ont été conservés à température de l'azote liquide pour éviter toute diffusion avant le montage dans le spectromètre à cavité diélectrique. Après les mesures la couche d'or a été dissoute et la procédure recommencée avec une autre épaisseur de couche.

/...

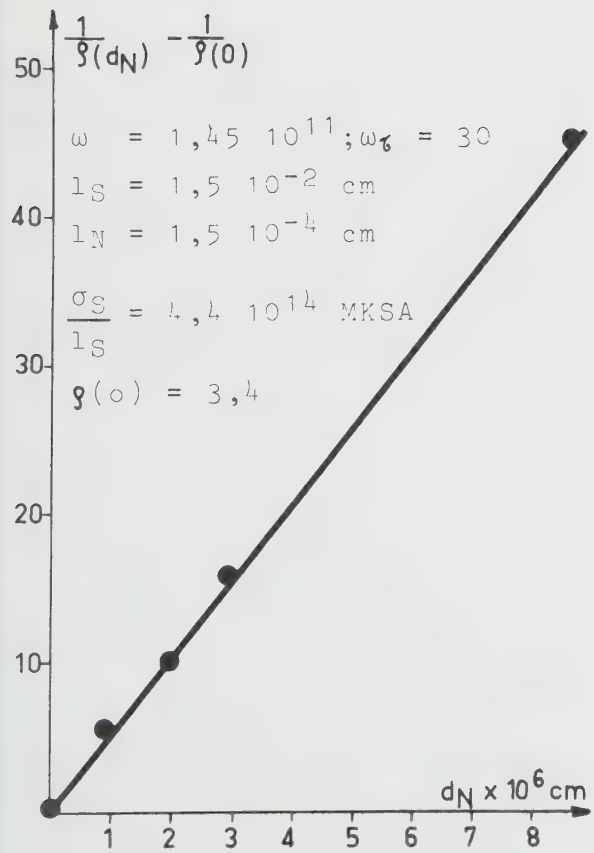
*Solution de polissage : Acide perchlorique 63 ml ; Acide Acétique 300 ml ; Eau 13 ml ; Cathode en étain ; distance entre électrodes 2,5 cm ; densité de courant 0,33 A/cm^2 ; température 20° C. (1).



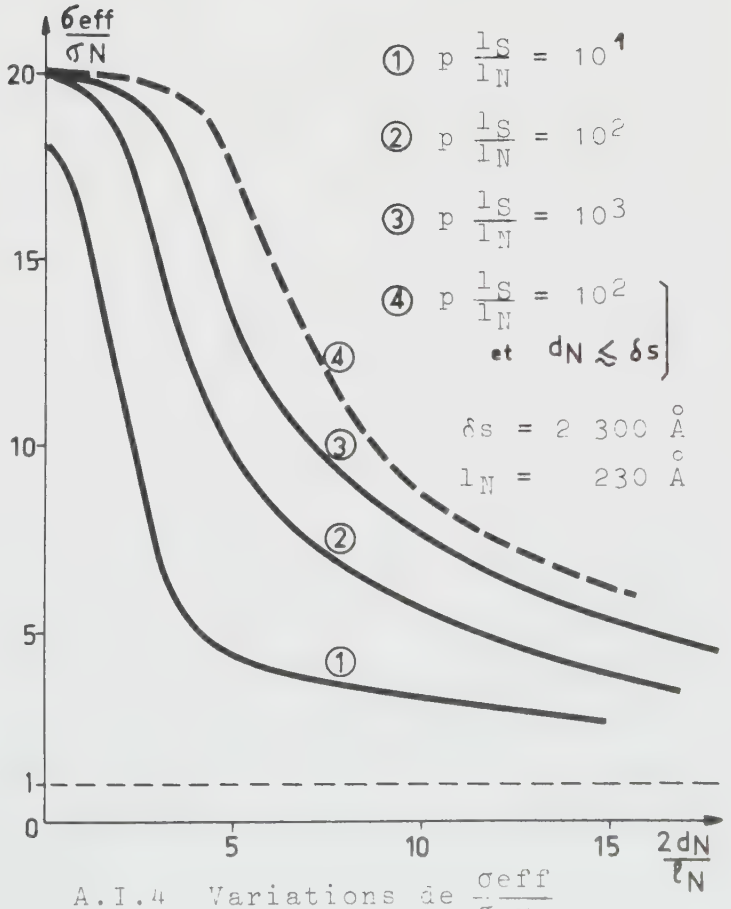
A.I.1 Géométrie du système



A.I.2 $F(\gamma)=-\frac{1}{2}+\frac{1}{\gamma}+\frac{\gamma^2-1}{\gamma^2}\,\mathrm{Log}(1+\gamma)$.



A.I.3 Variations de l'inverse de la résistance de surface normalisée d'un matériau plaqué $\rho(d_N)$, d'après Baraff (5). La droite est théorique.



A.I.4 Variations de $\frac{\sigma eff}{\sigma N}$ d'après Meissner pour le système Sn-Au.

II - EVAPORATION DES COUCHES MINCES

1) Méthode d'obtention

Les couches sont préparées dans un évaporateur T.R.7. Seavom muni d'un changeur de caches à six positions permettant éventuellement la réalisation d'une structure hyperfréquence complète en un seul cycle de pompage. Le vide limite est de 10^{-7} Torr, et grâce à un fil de titane sublimable au moment de l'évaporation, la pression pendant les évaporations est maintenue inférieure à 2.10^{-6} Torr. Les matériaux sont évaporés à partir de creusets classiques (2) en Tantale (pour Pb, Sn, Cd, Pb-Bi et In-Bi) ou en Tungstène (pour Au et Cu), chauffés par effet Joule. Les vitesses d'évaporation vont de 20 à 30 Å/s et la distance creuset-substrat est de 14 cm.

Les caches d'évaporation sont en nickel, d'épaisseur inférieure à 10 µ, déposés électrolytiquement sur un contre-cache en cuivre-beryllium épais (3). Cette technique permet de diminuer les effets de pénombre sur les couches (la variation d'épaisseur se fait en moins de 1/100ème de mm). Lors des évaporations, les différents creusets ont une position invariable par rapport aux masques et aux substrats, ce qui permet d'obtenir des couches qui se recouvrent le plus exactement possible.

Les substrats utilisés ont été le plus souvent des feuilles de mylar d'épaisseur 50 µ ou 8 µ, tendues sur le porte substrat et plaquées contre un bloc métallique, de façon à éviter un échauffement lors de l'évaporation : néanmoins, lors de la métallisation de surfaces supérieures à 10 cm^2, le mylar de 8 µ se plisse et doit être remplacé par du 50 µ.

Le mylar peut être ou non recouvert d'une couche de Bi_2O_3 obtenue par pulvérisation cathodique réactive (4) de façon à améliorer l'état de surface et à faciliter le dépôt des couches métalliques. Cette couche diélectrique d'épaisseur voisine de 1µ ne perturbe pas les mesures hyperfréquences (voir chapitre III); elle peut être aussi utilisée comme dépôt protecteur pour éviter toute oxydation de la structure à l'air atmosphérique. Le seul problème particulier qui pourrait se présenter, est celui de l'évaporation directe du cadmium sur le mylar ; sa résistivité résiduelle dépend beaucoup de la nucléation de la couche ;

/...

on sait que le cadmium se condense mal sur le verre (voir (2) et (5) où Martinet a étudié le cas tout-à-fait analogue de l'évaporation du zinc). Il semble cependant que la nucléation soit meilleure sur le mylar. Ceci peut être dû au nettoyage de la surface moins soigné que lors de l'évaporation sur verre : seul un rinçage à l'alcool isopropylique est possible, sinon le dégazage du mylar deviendrait prohibitif. L'épaisseur des couches utilisées ($d_N > 4\ 000$ Å) est suffisante pour assurer une structure relativement uniforme de la couche comme le montre l'exemple ci-dessous (tableau n° A.II1).

SUBSTRAT	Couche n° 1 Verre	Couche n° 2 Mylar
Epaisseur optique	1,2 ± 0,2μ	Difficile à estimer
Rapport de résistivité résiduelle	7,27	7,22
Epaisseur électrique	1,1 μ	1,65 μ
Epaisseur chimique (*)	1,47 ± 0,2μ	2 ± 0,3 μ

(*) Calculée avec la densité du cadmium massif. Voir ci-dessous.

TABLEAU n° AII1

Dans le cas des évaporations sur de grandes surfaces, nous n'avons utilisé que les résultats des échantillons dont les analyses chimiques (voir ci-dessous) ont montré a posteriori que l'épaisseur était constante sur toute la surface.

2) Méthodes de contrôle

L'évaporation est contrôlée par la mesure de résistance d'un témoin de forme constante évaporé simultanément et dont la position par rapport au centre du substrat est fixe. Pour chaque matériau utilisé, la résistance de ces témoins a été étalonnée en fonction de l'épaisseur optique des couches déposées sur le substrat (déterminée au moyen d'un interféromètre Nomarsky classique). Ces témoins servent aussi à la détermination du libre parcours moyen électronique par la mesure du rapport de résistivité résiduel $R\ (300°K)/R(T_c)$ (5-6). Pour ce faire, nous avons utilisé la méthode classique suivante : la règle de Mathiessen nous donne la résistivité sous la forme :

$$\rho\ (T) = \rho_{pur}\ (T) + \rho_{imp}\ (T_c), \text{ avec } \rho_{pur}\ (T_c) \simeq 0$$

/...

Nous utilisons le fait que $\rho(T_c)\ell = (\rho\ell)_{pur}$ = constante pour un matériau donné. Le libre parcours moyen est alors donné par :

$$\ell = \frac{(\rho\ell)_{pur}}{\rho_{pur}(300°K)} \left[\frac{R(300°K)}{R(T_c)} - 1 \right] \qquad (AII1)$$

$\rho_{pur}(300°K)$ étant tabulée pour les différents métaux. L'épaisseur électrique des couches se déduit de leurs dimensions géométriques, en prenant pour résistance $R(300°K)-R(T_c)$ et pour résistivité $\rho_{pur}(300°K)$.

On sait (6) que certaines anomalies de cristallisation peuvent se produire, par exemple dans le cas du dépôt de cuivre sur du plomb : lorsque cela est nécessaire, nous pouvons avoir directement accès à la résistivité du sandwich formant l'âme centrale de nos structures en lignes triplaques (voir photo n° III17). Il est cependant difficile de séparer les contributions des deux couches N dont on sait que les propriétés peuvent être différentes.

Des mesures d'épaisseur en cours de dépôt par variation de fréquence de quartz oscillants ont aussi été utilisées. Après évaporation, les épaisseurs optiques des couches sont également mesurées lorsque cela est possible.

3) Evaporation d'alliages

Les alliages massifs Pb-Bi et In-Bi ont été préparés par fusions successives sous atmosphère neutre. Les vitesses d'évaporation de Pb et Bi sont très voisines, celle de In diffère (5) ; la diffusion à température ordinaire est suffisante pour homogénéiser les couches ; si l'on prend la précaution d'évaporer totalement le contenu du creuset, on obtient des résultats reproductibles, la composition des couches évaporées différant néanmoins de celle du lingot de départ, comme le montrent les analyses chimiques décrites ci-dessous et dont nous donnons un exemple dans le tableau n° AII2.

/...

	Couche n° 1	Couche n° 2
Concentration théorique	2 % Bi	1,8 % Bi
Epaisseur optique	9 350 Å	6 400 Å
Résultats d'analyse Masse In Masse Bi	 2,083 mg 0,064 mg	 1,767 mg 0,050 mg
% Bi (± 5 %)	2,98	2,75
Surface des dépôts	3,54 cm^2	3,54 cm^2
Epaisseur chimique	8 245 Å	6 985 Å
Masse totale des dépôts (mesurée à la balance de précision)	2,25 ± 0,1 mg	1,95 ± 0,1 mg

TABLEAU n° AII2

4) Dosages chimiques

La concentration des alliages Pb-Bi et In-Bi a été mesurée par voie chimique. Le plomb et le bismuth peuvent être complexés l'un après l'autre (en agissant sur le pH) à l'aide d'une solution titrée d'E.D.T.A. (acide éthylène diamine-tétracétique), l'indicateur coloré utilisé étant l'orangé de xylénol (7). Le plomb, le bismuth et l'indium peuvent également être titrés par extraction de leur dithizonates (8). On peut aussi doser le cadmium et l'étain en utilisant respectivement la phénylfluorone et la dithizone. Ces méthodes chimiques sont relativement sensibles puisqu'elles permettent de doser quelque 50 µg. Elles peuvent être utilisées pour des mesures d'épaisseurs de couches minces (même pour les deux couches d'un bilame déjà évaporé) si l'on admet que la densité des matériaux évaporés est la même que celle des matériaux massifs ; si la densité n'est pas connue, elles permettent néanmoins de juger de la constance de l'épaisseur d'un dépôt sur une grande surface, comme le montre l'exemple ci-dessous, qui se rapporte à la couche d'étain d'une ligne microruban Pb-Bi-Sn montée en guide d'ondes (voir figure n° III14).

/...

	Surface (Précision : ±1%)	Masse d'étain (Précision : ±2%)	Epaisseur chimique (*)
Plan de masse			
Prélèvement n° 1	0,78 cm^2	0,230 mg	4050 Å
Prélèvement n° 2	1,055 cm^2	0,325 mg	4230 Å
Prélèvement n° 3	1,08 cm^2	0,33 mg	4190 Å
Ligne	0,225 cm^2	0,065 mg	3960 Å
Epaisseur optique			3940 ± 50 Å

* Calculées avec la densité de l'étain massif.

TABLEAU n° AII3

BIBLIOGRAPHIE DE L'ANNEXE II

1 - MAC TEGART (W.J.) "The electrolytic and chemical polishing of metals". Pergamon Press.

2 - HOLLAND (W.) "Vacuum evaporation of thin films". Pergamon Press.

3 - GARNIER (Y.) Document de Travail CNET/LCH n°9.

4 - LE TRAON (J.Y.) Thèse, Faculté des Sciences de CAEN (1971).

5 - MARTINET (J.) Thèse, Faculté des Sciences d'ORSAY (1966).

6 - VALETTE (G.) Thèse, Faculté des Sciences d'ORSAY (1971).

7 - RIOU (M.J.), TARTEVET (J.) Document de Travail CNET/LCH n°18.

8 - RIOU (M.J.), TARTEVET (J.) Document de Travail CNET/LCH n°16.

ANNEXE III

CALCUL DE L'IMPEDANCE DE SURFACE D'UN BILAME AU VOISINAGE DE T_{CNS}

Dans le but de tenir compte des effets non-locaux dans l'impédance de surface de bilames, dans la limite sale et au voisinage de T_{CNS}, Hurault (1) a calculé le noyau $Q(z,\omega)$ de la relation locale :

$$\underset{\sim}{j} = - Q\ (z,\omega)\ \underset{\sim}{A}\ (z,\omega) \qquad \text{(AIII1)}$$

qui est l'équivalent de la relation (II.29). Son principal résultat est de montrer que $Q\ (z,\omega)$ dépend des valeurs de $\Delta(z)$ dans N et dans S. Il utilise des développements limités en séries de puissance de Δ et calcule $\underset{\sim}{j}$ à l'ordre le plus bas (Δ^2). Ses calculs ne sont donc valables que pour $T \sim T_{CS}$. Il obtient des expressions compliquées que l'on peut simplifier en supposant $\frac{N_S V_S}{N_N V_N} >> 1$.

Si $\delta Q\ (z,\omega)$ est la partie de $Q\ (z,\omega)$ qui est proportionnelle à Δ^2, la résolution des équations de Maxwell dans N, dans ce calcul de perturbations, peut se faire en remplaçant simplement $\delta Q\ (z,\omega)$ par une valeur moyenne $\overline{\delta Q}$ telle que :

$$\overline{\delta Q} = \frac{\int_{-d_N}^{\infty} \delta Q(z,\omega) A_o(z)\,dz}{\int_{-d_N}^{\infty} A_o(z)\,dz} \qquad \text{(AIII2)}$$

$A_o(z)$ étant le potentiel vecteur dans le système pour $T \geq T_{CNS}$. Cette méthode de calcul de valeur moyenne est d'ailleurs analogue à celle développée par Fischer et Maki (2). Du côté N, $\delta Q\ (z,\omega)$ est donnée par l'équation :

$$\delta Q\ (z,\omega) = \delta Q\ (o,\omega)\ \frac{ch^2 K(z+d_N)}{ch^2 K d_N} \qquad \text{(AIII3)}$$

Hurault n'a donné des expressions de l'impédance de surface que pour $Kd_N >> 1$. Nous avons donc généralisé un peu ses expressions en utilisant l'expression complète (AIII3). Dans le cas de nos expériences sur Sn-Au et des résultats de Fischer sur Pb-Cu on est toujours dans la limite où $\ell_N << \ell_S$.

/...

Dans cette hypothèse, les calculs sont alors très simplifiés : on peut en première approximation négliger l'atténuation des champs dans N et leur pénétration dans S ; on a alors $A_o(z) \sim z$.

Si l'on porte (AIII3) dans (AIII2), on obtient, tous calculs faits,

$$\overline{\delta Q} = \delta Q\ (o,\omega)\ f\ (Kd_N) \qquad \text{(AIII4)}$$

avec :

$$f(u) = \frac{u^2+sh^2u}{2u^2ch^2u} \qquad \text{(AIII5)}$$

Suivant les calculs de HURAULT, et à des termes négligeables près, on trouve alors :

$$R_S = R_o \left[1 - \frac{\pi}{4} \frac{\overline{\Delta^2}}{\hbar\omega K_B T}\right] \qquad \text{(AIII6)}$$

$$X_S = X_o \left[1 + \frac{\pi}{4} \frac{\overline{\Delta^2}}{\hbar\omega K_B T}\right] \qquad \text{(AIII7)}$$

avec : $\overline{\Delta^2} = \Delta^2\ (+\ o)\ f\ (Kd_N)$ (AIII8)

$\Delta(+\ o)$ dépend de d_N, d'après les équations (II20) et (II28), néanmoins, puisque $D_S >> D_N$ cette dépendance est plutôt faible. Le rapport : $\rho(t,d_N) = \frac{R_N - R_S\ (t,d_N)}{R_N}$ aura la même dépendance en d_N que $f\ (Kd_N)$.

Les formules (AIII6) et (AIII7) sont analogues aux formules suivantes déduites de la théorie B.C.S.

$$\frac{R_S}{R_N} = 1 - \frac{\sigma_2}{2\sigma_N} \qquad \text{(AIII9)}$$

$$\frac{X_S}{X_N} = 1 + \frac{\sigma_2}{2\sigma_N} \qquad \text{(AIII10)}$$

avec :

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_N} = \frac{\pi}{2} \frac{\Delta^2_{BCS}(T)}{\hbar\ \omega K_B T} \qquad \text{(AII11)}$$

/...

Elles s'y réduisent si $d_N \to 0$. Leur domaine de validité est le même et est très petit pour des supraconducteurs propres (1). Néanmoins, en dehors de ce domaine, la dépendance fonctionnelle de ρ en d_N ne devrait pas être radicalement modifiée.

De plus, tant que $\frac{\sigma_2}{\sigma_N} < 1$, (AIII9) est une bonne approximation sur un large intervalle de température à la formule déduite d'un modèle local à deux fluides :

$$\frac{R_S}{R_N} = \left[\frac{(1+\frac{\sigma_2^2}{\sigma_N^2})^{1/2} - \frac{\sigma_2}{\sigma_N}}{1+\frac{\sigma_2^2}{\sigma_N^2}} \right]^{1/2} \qquad \text{(AIII12)}$$

Il n'en vas pas de même pour la formule correspondante pour X_S. Donc, nous n'avons pas essayé de vérifier (AIII7)

Néanmoins, la croissance de $\frac{X_S}{X_N}$ juste au-dessous de T_C qu'elle prévoit a été mise en évidence pour l'étain (3).

Remarque : Si la condition $d_N \ll \delta_N$ n'est pas vérifiée, on a alors $A_o(z) \sim \mathrm{sh}\frac{z}{\delta_N}$, et la formule (AIII5) doit être remplacée par :

$$f(Kd_N) = \frac{1}{2\mathrm{ch}^2 Kd_N}\left[1 + \frac{1}{1-4K^2\delta_N^2}\,\frac{\mathrm{ch}2Kd_N - \mathrm{ch}\frac{d_N}{\delta_N}}{1-\mathrm{ch}\frac{d_N}{\delta_N}}\right] \qquad \text{(AIII13)}$$

Pour $d_N \sim \delta_N$ et $K\delta_N \gg 1$, les résultats de (AIII13) sont peu différents de ceux de (AIII5).

BIBLIOGRAPHIE

1 - HURAULT (J.P.) Thèse de Doctorat d'Etat ORSAY (1968)

2 - FISCHER (G.), MAKI (K.) Phys. Rev. 176 n° 2 581 (1968)

3 - WALDRAM (J.R.) Advances in Physics 13 n° 49 1.87 (1964).

ANNEXE IV

PROFONDEUR DE PENETRATION DANS LES BILAMES Pb-Cd D'EPAISSEUR MOYENNE

D'après l'équation (II29), et dans l'approximation d'une fréquence nulle, le potentiel vecteur dans N satisfait à l'équation différentielle :

$$\frac{d^2A}{dz^2} = \frac{ch^2K\,(z + d_N)}{\lambda_N^2\, ch^2\, K\, d_N}\quad A\,(z) \qquad (AIV1)$$

à laquelle nous cherchons des solutions de la forme $A = \exp X(z)$. A la condition $X'' < X'^2$ et si l'on néglige la pénétration dans S, on trouve que :

$$A\,(z) = A\,(-d_N)\,\exp\left[\frac{sh\ K\,(z + d_N)}{\kappa_N\ ch\ K\ d_N}\right] \qquad (AIV2)$$

ce qui conduit à une profondeur de pénétration :

$$\lambda_{eff} = \frac{A\,(-d_N)}{dA\,/\,dz\,\big|_{(-d_N)}} = \lambda_N\ chKd_N = \lambda(-d_N) \qquad (AIV3)$$

La condition $X'' < X'^2$ est vérifiée si κ_N th $Kd_N << 1$. La pénétration dans S est négligeable si $\lambda(-d_N) << d_N$ et si κ_N coth $K\,d_N << 1$. En résumé, $\lambda(-d_N)$ est une bonne approximation à λ_{eff} si $\kappa_N << 1$; $K\,d_N \sim 1$ et $\lambda(-d_N) << d_N$.